

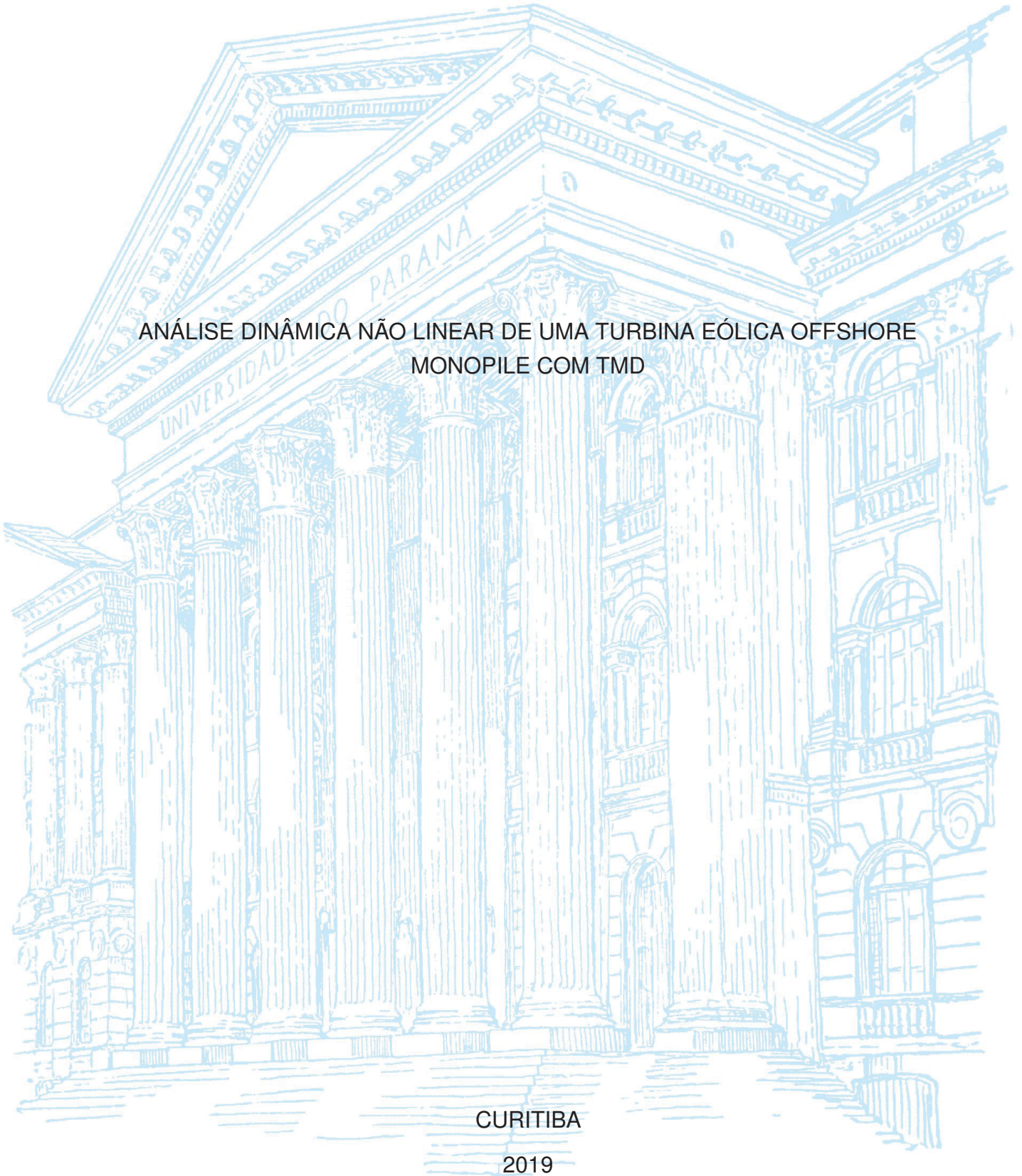
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

PAULO DIRCEU GNATTA ZWIERZIKOWSKI

ANÁLISE DINÂMICA NÃO LINEAR DE UMA TURBINA EÓLICA OFFSHORE
MONOPILE COM TMD

CURITIBA

2019



PAULO DIRCEU GNATTA ZWIERZIKOWSKI

ANÁLISE DINÂMICA NÃO LINEAR DE UMA TURBINA EÓLICA OFFSHORE
MONOPILE COM TMD

Dissertação apresentado ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Construção Civil, Setor de Tecnologia, Universidade Federal do Paraná, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia de Construção Civil.

Orientador: Prof. Dr. Elvidio Gavassoni Neto

CURITIBA

2019

Catálogo na Fonte: Sistema de Bibliotecas, UFPR
Biblioteca de Ciência e Tecnologia

Z98a

Zwierzikowski, Paulo Dirceu Gnatta

Análise dinâmica não linear de uma turbina eólica offshore monopile com TMD [recurso eletrônico] / Paulo Dirceu Gnatta Zwierzikowski. – Curitiba, 2019.

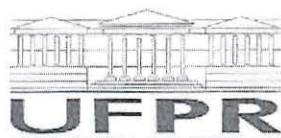
Dissertação - Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Construção Civil, 2019.

Orientador: Elvidio Gavassoni Neto .

1. Energia eólica. 2. Turbinas. 3. Estruturas offshore. 4. Controlador linear passivo. I. Universidade Federal do Paraná. II. Gavassoni Neto, Elvidio. III. Título.

CDD: 621.312136

Bibliotecário: Elias Barbosa da Silva CRB-9/1894




MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
SETOR SETOR DE TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO ENGENHARIA DE
CONSTRUÇÃO CIVIL - 40001016049P2

TERMO DE APROVAÇÃO

Os membros da Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em ENGENHARIA DE CONSTRUÇÃO CIVIL da Universidade Federal do Paraná foram convocados para realizar a arguição da Dissertação de Mestrado de **PAULO DIRCEU GNATTA ZWIERZIKWSKI** intitulada: **Análise Dinâmica Não Linear de uma Turbina Eólica Offshore Monopile com TMD**, após terem inquirido o aluno e realizado a avaliação do trabalho, são de parecer pela sua APROVAÇÃO no rito de defesa.

A outorga do título de mestre está sujeita à homologação pelo colegiado, ao atendimento de todas as indicações e correções solicitadas pela banca e ao pleno atendimento das demandas regimentais do Programa de Pós-Graduação.

CURITIBA, 28 de Março de 2019.


ELVÍDIO GAVASSONI NETO
Presidente da Banca Examinadora (UFPR)


RENATA MACHADO SOARES
Avaliador Externo (UFG)


MARCOS ARNDT
Avaliador Interno (UFPR)

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus que permitiu que este trabalho fosse possível, e que sempre esteve a frente desta longa e tão gratificante caminhada, que não se encerra com este trabalho e sim sendo apenas o final de um capítulo e o início de outro. A minha família, em especial, a minha mãe, Sra. Marli Anes Gnatta, que sempre se mostrou acreditar em meus sonhos e objetivos, mesmo nos momentos mais difíceis mostrou-se forte e nunca desistiu, me inspirando sempre a continuar e acreditar que o melhor estava por vir. Ao meu orientador o Prof. Dr. Elvidio Gavassoni Neto, que sempre se apresentou disposto e atencioso as minhas dúvidas e questionamentos, as quais confesso, não foram poucas. Aos meus colegas e amigos, tantos aqueles desde a infância, com os novos obtidos aqui no mestrado, que me ajudaram com rodas e reuniões de estudo ou na soluções de problemas com o Latex, que me deixavam em alguns casos, desesperado, e os quais espero profundamente levados para vida toda. E ao Programa de Pós Graduação em Engenharia e Construção Civil da Universidade Federal do Paraná, que me possibilitou o aprendizado e descobertas de temas interessantes, o quais renovaram a minha vontade de continuar a estudar, pesquisar e de ser o melhor engenheiro civil que posso ser.

*"Sucesso não é final, fracasso não é fatal: é a coragem para continuar que conta."
(Winston Churchill)*

RESUMO

A busca cada vez maior por fontes energéticas limpas e renováveis nos últimos anos, faz com que a energia eólica apresente-se com destaque como fonte de diversos estudos, em especial à sua aplicação no meio oceânico. Em razão da atuação das cargas ambientais de onda, vento e corrente as turbinas eólicas offshore podem apresentar grandes amplitudes de movimento, as quais levam ao aparecimento de fenômenos não lineares como: saltos dinâmicos, bifurcações, dependência entre frequência e amplitude de vibração, perda de estabilidade, ciclos limites e caos, com menores amplitudes de movimento podendo ser alcançadas através do uso de controladores estruturais, comumente utilizados na engenharia civil para redução dos efeitos das cargas extremas de vento e terremoto. Nesse trabalho é realizada a análise dinâmica não linear de uma turbina eólica offshore monopile com um controlador linear passivo de massa sincronizada (TMD), com o objetivo de indentificar e analisar os fenômenos não lineares presentes nas respostas do sistema e o efeito da presença e da variação de massa do controlador nesses fenômenos. As análises à vibrações livre e forçada são estudadas para o sistema sem a presença do controlador, sendo a carga externa adotada como uma força harmônica uniformemente distribuída ao longo do comprimento da estrutura com direção de atuação transversal a essa. Para análise do sistema com o controlador as análises linear e não linear à vibração forçada amortecida são realizadas. A estabilidade é analisada utilizando-se uma série de métodos analíticos que facilitam uma análise paramétrica e a indentificação de fenômenos não lineares importantes no comportamento vibratório do sistema. Os resultados obtidos são comparados com a solução obtida da intergração numérica do sistema original de equações, apresentando um boa precisão dentro do domínio de validação do sistema. Na análise à vibração livre do sistema sem o controlador, através das curvas frequência-amplitude e frequência-energia observa-se o fenômeno de ganho de rigidez. Verifica-se na vibração forçada sem o controlador a existência de saltos entre múltiplas soluções. Observa-se que a presença do controlador no sistema ocasiona a redução das vibrações na região de ressonância externa e a eliminação do fenômeno de salto dinâmico, porém, verifica-se o aparecimento de duas novas frequências de pico. A variação de massa do controlador apresenta uma grande influência na redução das vibrações na região de ressonância externa, como também nas novas frequências de pico, além de ocasionar o deslocamento das frequências de pico e a presença de soluções instáveis e bifurcações. Mostra-se assim, a importância da análise dinâmica não linear para uma caracterização adequada do comportamento das turbinas eólicas offshore com e sem controladores estruturais em suas etapas de pré-projetos.

Palavras-chaves: Estruturas offshore. Fenômenos dinâmicos não lineares. Controlador linear passivo.

ABSTRACT

The constant search for clean and renewable energy sources in recent years has put in evidence the wind energy as shown by a diversity of studies, with special attention on the application to the offshore environment. Due to environment loads of wave, wind and current offshore wind turbines are susceptible to large displacements of motion. The large amplitude of motion can lead to complex nonlinear phenomena as jump, bifurcations, the dependency between frequency and amplitude of vibration, lost of stability, limit cycles and chaos. The excessive vibrations can be reduced by the use of a structural damper, commonly used in civil engineering for mitigation of the wind and earthquake loads. In this work, the non-linear dynamic analysis of a monopile offshore wind turbine with a tuned linear mass damper (TMD) is performed. The main goals are to identify and to analyze the nonlinear phenomena in the dynamic response of a monopile offshore wind turbine, and also to describe and explain the effects of the presence of a controller and its mass ratio upon these phenomena. Free and forced vibration analyses are done considering the uncontrolled system, with the external load modeled as a harmonic force distributed uniformly along the length of the structure. The controlled system is studied by performing linear and nonlinear forced vibration analyses. Analytical methods are used in order to facilitate the parametrical studies and the identification of hazardous nonlinear phenomena. Full numerical integration results are compared to the analysis obtained by analytical methods and a good agreement between those two set of results is observed. The nonlinear phenomenon of hardening is observed in free vibration analysis without the controller. For the forced vibration, the presence of jumps between multiple solutions is detected. The presence of the controller into the system leads to the reduction of the vibrations in the external resonance band and the elimination of the jump phenomenon. However, the controller system presents two new resonant peaks. The appearance of unstable solutions and bifurcation are observed for some parametrical conditions of the controlled system. The damper mass has a large influence in the greater reduction of vibration in the external resonance frequency, reduction of the vibration in the new resonance peaks, displacement of the new resonance peaks and the presence of unstable solutions in the system response. It shows up the importance of the nonlinear dynamic analysis for a adequate characterization of offshore wind turbines behavior with and without structural damper during pre-stages of design.

Key-words: Offshore structures. Nonlinear dynamic phenomena. Passive linear damper.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIGURA 1 – Etapas de metodologia desenvolvida para este trabalho	23
FIGURA 2 – Campo médio de velocidades de vento médio e densidade média de potência para o período de agosto de 1999 até dezembro de 2009	26
FIGURA 3 – Proporção de custos de um turbina eólica offshore	26
FIGURA 4 – Desenvolvimento do tamanho das turbinas eólicas ao longo do tempo	27
FIGURA 5 – Relação da profundidade x Fundação	28
FIGURA 6 – Ilustração dos diversos componentes de uma turbina eólica offshore	28
FIGURA 7 – Exemplos de configurações de fundações fixas	30
FIGURA 8 – Fundação fixa na configuração monopile	31
FIGURA 9 – Graus de liberdade do sistema torre-fundação fixa	32
FIGURA 10 – Fundação monopile e modelos equivalente estudados por Bir e Jonkman (2007)	33
FIGURA 11 – Controlador estrutural passivo instalado na torre Taipei 101 . . .	34
FIGURA 12 – Exemplos de controladores estruturais semi-ativos	35
FIGURA 13 – Exemplo de controlador estrutural ativo	36
FIGURA 14 – Fenômeno do salto não linear em um sistema dinâmico com não linearidade cúbica	40
FIGURA 15 – Turbina eólica offshore monopile com o modelo de análise considerado.	43
FIGURA 16 – Esquema de atuação das forças de peso próprio e empuxo. . . .	44
FIGURA 17 – Espectro de Onda de Pierson-Moskowitz.	52
FIGURA 18 – Comparativo da resposta ao longo do tempo entre o sistema não linear e o sistema linear a vibração livre.	53
FIGURA 19 – Relação frequência-amplitude do movimento para monopile. . . .	55
FIGURA 20 – Curva frequência-energia para monopile.	56
FIGURA 21 – Espaço fase do sistema sobre vibração livre para monopile. . . .	57
FIGURA 22 – Comparativo entre sistema linear x sistema não linear para resposta da curva de ressonância.	59
FIGURA 23 – Solução numérica: perturbação na frequência de vibração do sistema.	60
FIGURA 24 – Sensibilidade das curvas de ressonância em relação aos parâmetros de Γ e ξ_T	61

FIGURA 25 – Plano de fase para vibração forçada amortecida na região de salto dinâmico observado na Figura 22.	62
FIGURA 26 – Diagrama de bifurcação para frequência de oscilação $\Omega=0,900$. .	63
FIGURA 27 – Diagrama de bifurcação para frequência de oscilação $\Omega=1,000$. .	63
FIGURA 28 – Diagrama de bifurcação com frequência de oscilação $\Omega=1,263$. .	64
FIGURA 29 – Solução numérica: perturbação na amplitude da carga externa (Γ) dos pontos de bifurcação P1 e P3.	65
FIGURA 30 – Curva de ressonância do sistema linear monopile c/ TMD a vibração forçada amortecida.	67
FIGURA 31 – Influência da variação do parâmetro Γ na resposta das curvas de ressonância do sistema linear monopile c/TMD à vibração forçada amortecida.	68
FIGURA 32 – Influência da variação do parâmetro ξ_T na resposta das curvas de ressonância do sistema linear monopile c/TMD à vibração forçada amortecida.	69
FIGURA 33 – Influência da variação dos parâmetros Γ e ξ_T na resposta das curvas de ressonância do TMD no sistema linear a vibração forçada amortecida.	70
FIGURA 34 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema linear monopile c/ TMD na região de frequência $\Omega=1,000$ - $\theta_T \times t$	71
FIGURA 35 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema linear monopile c/ TMD na região de frequência de pico $\Omega_1=0,880$ - $\theta_T \times t$	72
FIGURA 36 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema linear monopile c/ TMD na região de frequência de pico $\Omega_2=1,110$ - $\theta_T \times t$	73
FIGURA 37 – Curva de ressonância do sistema não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.	75
FIGURA 38 – Influência da variação do parâmetro Γ na resposta das curvas de ressonância do sistema não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.	77
FIGURA 39 – Influência da variação do parâmetro ξ_T na resposta das curvas de ressonância do sistema não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.	77
FIGURA 40 – Plano de fase no regime permanente para vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile com TMD.	78

FIGURA 41 – Influência da variação do parâmetro Γ na resposta das curvas de ressonância do TMD no sistema não linear a vibração forçada amortecida.	79
FIGURA 42 – Influência da variação do parâmetro ξ_T na resposta das curvas de ressonância do TMD no sistema não linear a vibração forçada amortecida.	79
FIGURA 43 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile c/ TMD na região de frequência $\Omega=1,000 - \theta_T \times t$	80
FIGURA 44 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile c/ TMD na região de frequência $\Omega_1=0,9200 - \theta_T \times t$	81
FIGURA 45 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile c/ TMD para região de frequência $\Omega_2=1,120 - \theta_T \times t$	81
FIGURA 46 – Comparação dos diagramas de bifurcação para o sistema sem e com TMD para região de $\Omega=1,263$	83
FIGURA 47 – Diagramas de bifurcação para o sistema com TMD para $\Omega_1=0,920$	84
FIGURA 48 – Diagramas de bifurcação para o sistema com TMD para $\Omega_2=1,120$	84
FIGURA 49 – Influência da variação do parâmetro da razão de massa μ na resposta das curvas de ressonância do sistema principal não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.	86
FIGURA 50 – Deslocamento das frequências de pico (Ω_1) e (Ω_2) com a variação do parâmetro μ do TMD.	87
FIGURA 51 – Influência da variação do parâmetro da razão de massa (μ) na resposta das curvas de ressonância do TMD a vibração forçada amortecida.	88
FIGURA 52 – Influência da variação do parâmetro μ do TMD na resposta ao longo do tempo para região de frequência $\Omega=1,000 - \theta_T \times t$	88
FIGURA 53 – Influência da variação de μ na redução das amplitudes de movimento da monopile à vibração forçada amortecida.	89
FIGURA 54 – Comparação dos diagramas de bifurcação com à variação da razão de massa (μ) para região de $\Omega=1,263$	90
FIGURA 55 – Plano de fase e seções de Poincaré para os pontos P6, P7, P8 e P9 apresentados na Figura 54 - $\Omega=1,263$	92
FIGURA 56 – Influência da variação de μ nos diagramas de bifurcação para regiões de sub-ressonância Ω_1	93
FIGURA 57 – Influência da variação de μ nos diagramas de bifurcação para regiões de super-ressonância Ω_2	93

LISTA DE TABELAS

TABELA 1 – Potencial de geração em diferentes regiões da costa brasileira . .	25
TABELA 2 – Parâmetros numéricos do modelo discreto.	50
TABELA 3 – Comparativo da resposta entre a solução expandida e solução de referência.	55
TABELA 4 – Coordenadas dos pontos de bifurcação apresentados na Figura 28.	65
TABELA 5 – Redução e amplificação das vibrações ao longo do tempo no regime permanente em razão da presença do TMD no sistema linear a vibração forçada amortecida.	74
TABELA 6 – Redução e amplificação das vibrações ao longo do tempo no regime permanente em razão da presença do TMD no sistema à vibração forçada amortecida.	82
TABELA 7 – Coordenadas do ponto P5 apresentado na Figura 46.	83
TABELA 8 – Coordenadas dos pontos de bifurcação apresentados na Figura 48.	85
TABELA 9 – Influência da variação de μ na redução das vibrações nos regimes transiente e permanente do sistema principal.	89
TABELA 10 – Coordenadas dos pontos de bifurcação apresentados na Figura 54 - $\Omega=1,263$	91

LISTA DE ABREVIATURAS E DE SIGLAS

GL Grau de liberdade

MEF Método dos Elementos Finitos

O&G Óleo e Gás

TEO Turbina eólica offshore

TLCD Controlador de coluna líquida sincronizada

TMD Controlador passivo linear de massa sincronizada

LISTA DE SÍMBOLOS

A_{55}	Parâmetro de "massa"adicionada hidrodinâmica;
A_i	Pico de amplitude;
C_A	Coeficiente de "massa"adicionada hidrodinâmica;
d_{cr}	Coeficiente de amortecimento rotacional crítico da turbina eólica offshore monopile;
d_T	Coeficiente de amortecimento rotacional da turbina eólica offshore monopile;
d_{TMD}	Coeficiente de amortecimento a translação do TMD;
D_{base}	Diâmetro da seção transversal na base da torre;
D_{mono}	Diâmetro da seção transversal da monopile;
D_{topo}	Diâmetro da seção transversal no topo da torre;
e_{base}	Espessura da seção transversal na base da torre;
e_{mono}	Espessura da seção transversal da monopile;
e_{topo}	Espessura da seção transversal no topo da torre;
F_0	Amplitude da carga externa;
F_5	Força externa harmônica;
F_b	Força de empuxo;
\overline{F}_5	Amplitude da carga externa dividida pelo termo inercial I_T ;
g	Aceleração gravitacional;
h	Profundidade da lâmina de água;
I_T	Momento de inercia da turbina eólica offshore monopile;
J	Funcional de energia;
k_T	Coeficiente de rigidez rotacional da turbina eólica offshore monopile;
k_{TMD}	Coeficiente de rigidez a traslação horizontal do TMD;

l_{sub}	Comprimento submerso da turbina eólica offshore monopile;
L_g	Lagrangeano;
L_T	Altura do centro de gravidade da torre em relação ao solo marinho;
L_{TMD}	Altura do centro de gravidade do TMD em relação ao solo marinho;
m_T	Massa total da turbina eólica offshore monopile;
m_{TMD}	Massa total do TMD;
t	Tempo;
T	Energia potencial cinética;
T_i	Tempo referente ao pico de amplitude A_i ;
U	Energia potencial interna de deformação elástica;
V	Energia potencial externa;
W	Trabalho externo;
W_b	Trabalho externo pela força de empuxo;
W_{nc}	Trabalho realizado pelas forças não conservativas;
W_s	Trabalho externo realizado pelas forças gravitacionais;
x_{TMD}	Grau de liberdade referente o moviemnto lateral do TMD;
X_i	Amplitude da solução aproximada do método do balanço harmônico;
X^*	Amplitude de vibração da turbina eólica offshore monopile com um grau de liberdade;
X_T^*	Amplitude de vibração da turbina eólica offshore monopile com dois graus de liberdade;
X_{TMD}^*	Amplitude de vibração do TMD;
Γ	Parâmetro adimensional de carga externa;
Δ_b	Deslocamento gerado pela força de empuxo;
Δ_T	Deslocamento gerado pelas forças gravitacionais de peso próprio da turbina eólica offshore monopile;
Δ_{TMD}	Deslocamento gerado pelas forças gravitacionais de peso próprio do TMD;

θ_T	Grau de liberdade na direção do movimento de fore-aft da torre;
μ	Razão de massa do TMD;
ξ_T	Fator de amortecimento proporcional da turbina eólica offshore monopile;
ξ_{TMD}	Fator de amortecimento proporcional do TMD;
Π	Energia potencial total;
ρ_w	Peso específico da água salgada;
ω	Frequência de oscilação da carga externa;
ω_n	Frequência natural de vibração da turbina eólica offshore monopile;
ω_{TMD}	Frequência natural de vibração do TMD;
Ω	Razão entre a frequência de oscilação externa e a frequência natural de vibração da turbina eólica offshore monopile;
Ω_i	Regiões das frequências de pico no sistema com o TMD;

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	18
1.1	OBJETIVOS	20
1.2	METODOLOGIA	21
1.3	ESTRUTURA DO TRABALHO	23
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	25
2.1	TURBINA EÓLICA OFFSHORE	25
2.2	ESTRUTURAS DE SUPORTE FIXO	29
2.2.1	Estado da arte da análise dinâmica de turbinas eólicas offshore monopile	32
2.3	CONTROLADOR ESTRUTURAL	33
2.3.1	Controladores estruturais passivos	36
2.3.2	Estado da arte da aplicação de controladores estruturas passivos em turbinas eólicas offshore monopile	37
2.4	ANÁLISE DINÂMICA NÃO LINEAR DE SISTEMAS ESTRUTURAIS	37
2.4.1	Métodos analíticos aproximados	38
2.4.2	Técnicas de discretização	39
2.4.3	Propriedades de sistemas dinâmicos não lineares	39
3	DESCRIÇÃO DO MODELO E DETERMINAÇÃO DAS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO	42
3.1	EQUAÇÕES DO MOVIMENTO	42
3.1.1	Dimensionamento dos parâmetros do TMD	47
3.2	COEFICIENTES NUMÉRICOS	49
4	SISTEMA DE UM GRAU DE LIBERDADE: TURBINA EÓLICA OFFSHORE MONOPILE SEM TMD	51
4.1	ANÁLISE LINEAR	51
4.2	ANÁLISE NÃO LINEAR	52
4.2.1	Vibração livre não amortecida	52
4.2.2	Vibração forçada amortecida	57
4.2.3	Estabilidade	62
5	SISTEMA DE DOIS GRAUS DE LIBERDADE: TURBINA EÓLICA OFFSHORE MONOPILE COM TMD	66
5.1	ANÁLISE LINEAR	66
5.1.1	Vibração forçada amortecida	66

		17
5.2	ANÁLISE NÃO LINEAR	74
5.2.1	Vibração forçada amortecida	75
5.2.2	Estabilidade	82
5.3	ANÁLISE NÃO LINEAR PARAMÉTRICA DO TMD	85
5.3.1	Vibração forçada amortecida	85
5.3.2	Estabilidade	90
6	CONCLUSÕES	95
6.1	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	97
	REFERÊNCIAS	98
ANEXO A	RELAÇÕES TRIGONOMÉTRICAS	101

1 INTRODUÇÃO

A busca cada vez maior de fontes energéticas limpas e renováveis faz com que nos últimos anos, a produção de energia eólica se destaque, com especial atenção dada à sua aplicação no meio oceânico, onde os ventos não encontram barreiras naturais, atuando com maior intensidade e por maiores períodos de tempo, onde não há restrições quanto à área e menor impacto ambiental (HARRIGER, 2011).

No Brasil a crise energética de 2001 ilustrou a necessidade de maiores investimentos e a atualização da matriz energética do país. Nesse contexto a energia eólica offshore apresenta grande potencial devido a extensa costa brasileira. Estima-se, segundo Ortiz e Kampel (2011) um potencial de geração de 606 GW (gigawatt) em regiões com profundidades de até 100 m, desses, 215 GW encontrando-se nas regiões Sul-Sudeste do país. Porém, um dos principais fatores limitantes para a aplicação de turbinas eólicas offshore em grande escala encontra-se no seu alto custo de produção, instalação e manutenção. Destaca-se o custo associado as estruturas de fundação, que corresponde a aproximadamente 24% do custo total (MUSIAL; BUTTERFIELD; BOONE, 2004).

Para que a energia eólica offshore se torne cada vez mais atrativa ao mercado é necessário a redução desses custos através do desenvolvimento e do estudo de novas tecnologias. Com destaque para o aumento da área de ação das turbinas para maior captação dos ventos, otimização estrutural desses sistemas e o desenvolvimento de novos conceitos de fundação. Possibilita-se assim a generalização do uso de uma mesma configuração de turbina eólica offshore em regiões com diferentes características, de tal forma a viabilizar dessa maneira a produção em massa dessas estruturas (HARRIGER, 2011).

A otimização estrutural faz com que o sistema formado pelas turbinas eólicas offshore e a estrutura de fundação, seja um estrutura esbelta e deste modo suscetível a grandes oscilações de movimento quando sob severas condições ambientais ocasionadas pelas ações de onda, corrente e vento (JONKMAN; MATHA, 2011). Tais características podem ocasionar a ocorrência de fenômenos e comportamentos não lineares como saltos dinâmicos, bifurcações, dependência entre frequência e amplitude de vibração, perda de estabilidade, ciclos limites e caos. Segundo Ng e Ran (2016), o excesso de vibração e amplitude de movimento das turbinas eólicas offshore ocasiona oscilações ou até a interrupção da produção de energia, além de ser prejudicial à segurança estrutural. Dessa forma apenas a adoção da análise dinâmica linear não se faz suficiente para a completa e correta identificação e caracterização da resposta dinâmica estrutural do sistema, fazendo-se necessário o estudo da dinâmica não linear

do problema.

O modelo matemática utilizado para a descrição do movimento de sistemas estruturais a vibração é constituído por equações diferenciais parciais não lineares. As soluções analíticas de forma fechada são extremamente raras e complexas, sendo em geral adotados métodos analíticos aproximados ou técnicas de discretização para obtenção das respostas desses sistemas (GAVASSONI, 2012; MICKENS, 1984).

Entre os métodos analíticos destaca-se o método do balanço harmônico, muito utilizado em sistemas dinâmicos que apresentam não linearidades de ordem superior, apresentando uma excelente aproximação da solução. O método baseia-se em assumir uma solução composta por harmônicos, a qual é então substituída na equação do movimento, em seguida, igualando-se os coeficientes dos harmônicos à zero, de tal forma que o problema passa a ser descrito por um sistema de equações algébricas (MICKENS, 1984). Porém, para que se obtenha uma aproximação precisa da solução é necessário um número considerável de harmônicos na análise (NAYFEH; MOOK, 2008).

Dentre as técnicas de discretização destaca-se o método dos elementos finitos, o qual apresenta-se como uma ferramenta útil para a análise de sistemas estruturais não lineares. Porém no estudo de estruturas offshore a vibração, apresenta como principal limitação o grande esforço computacional exigido para realização das análises (HE; EPUREANU; PIERREM, 2007). A razão está na necessidade de um grande número de graus de liberdade necessários para que seja alcançada uma descrição precisa desses sistema a vibração não linear (PESHECK; PIERRE; SHAW, 2002).

Apesar da aplicação dos métodos acima descritos apresentarem respostas, em muitos dos casos, satisfatórias do comportamento dinâmico não linear de sistemas estruturais, é cada vez mais comum situações em que o engenheiro estrutural se encontra onde a aplicação desses métodos não responde de forma aceitável, como no caso dos modelos utilizados para representação de estruturas offshore, como para as turbinas eólica offshore (APIWATTANALUNGGARN, 2003). Isso se dá em razão da crescente demanda por etapas de projetos mais curtas, estruturas mais esbeltas e econômicas durante todas as fases de sua vida útil (KERSCHEN; WORDEN et al., 2006). Acabando por se fazer necessária a adoção de modelos discretos para uma caracterização de forma adequada das repostas dinâmicas não lineares dos sistemas estruturais. Os modelos discretos fazem uso da redução de ordem dos problemas da dinâmica não linear, de forma que seja suficientemente adequado para representação do comportamento dinâmico não linear, mas, pequeno o suficiente para que as análises possam ser realizadas (GAVASSONI, 2012).

A redução nas vibrações excessivas pode ser obtida através do uso de controladores estruturais, bastante utilizados na engenharia civil afim de se reduzir os

efeitos ocasionados pelas cargas extremas de vento e terremoto em estruturas como arranha-céus e pontes (SOONG; COSTANTINOU, 2014). Esses dispositivos são dimensionados com o objetivo de receberem a energia de vibração do sistema principal e posteriormente dissipá-la, sendo classificados como passivos, semi-ativos ou ativos, referindo-se à forma em que a energia é dissipada. No caso das turbinas eólicas offshore os controladores estruturas são adotados com o objetivo de redução das amplitude de vibração até os limites de operação e para a redução das cargas de fadiga na estrutura (STEWART, 2012).

Neste trabalho realiza-se a análise dinâmica não linear considerando-se as não linearidades advindas dos grandes deslocamentos do sistema constituído por uma turbina eólica offshore monopile e um controlador linear passivo de massa sincronizada (TMD¹). O sistema é descrito através do modelo rígido com apenas dois graus de liberdade apresentado por Stewart (2012). As equações do movimento são obtidas através do princípio de Hamilton e aplicação das propriedades do cálculo variacional.

Inicialmente para as análises da vibração livre e forçada não é considerada a presença do controlador no sistema, afim de analisar quais fenômenos não lineares estão presentes nas respostas da monopile. Na vibração livre as relações entre frequência-amplitude e frequência-energia de vibração são analisadas através do método do balanço harmônico. A estabilidade é analisada de forma qualitativa através da resposta apresentada no espaço fase do sistema. Na vibração forçada considera-se a atuação de uma força harmônica externa de amplitude constante. Através do método do balanço harmônico são analisadas as curvas de ressonância. A análise da estabilidade é realizada através dos diagramas de bifurcação.

Analisa-se o efeito do controlador nas respostas lineares e não lineares do sistema a vibração forçada, como também na análise de estabilidade através dos diagramas de bifurcação e das seções de Poincaré, assim como, a influência da variação de massa do controlador nas respostas e nos fenômenos não lineares do sistema a vibração forçada e na análise da estabilidade.

1.1 OBJETIVOS

Este trabalho tem por objetivos analisar a resposta dinâmica não linear de um sistema constituído por uma turbina eólica offshore monopile e também identificar os fenômenos da dinâmica não linear presentes em suas respostas à vibração livre e forçada. Estudar a influência dos parâmetros de amplitude da carga externa e razão de amortecimento estrutural do sistema apresentam nos fenômenos observados, de forma a subsidiar as análises de projeto com os conjuntos paramétricos onde fenômenos

¹ Tuned Mass Damper

complexos e deletérios à estrutura possam ser observadas. Analisar o efeito que a introdução de um controlador linear passivo de massa sincronizada (TMD) gera nos fenômenos não lineares observados e como a variação do seu parâmetro de massa influencia nessas respostas.

1.2 METODOLOGIA

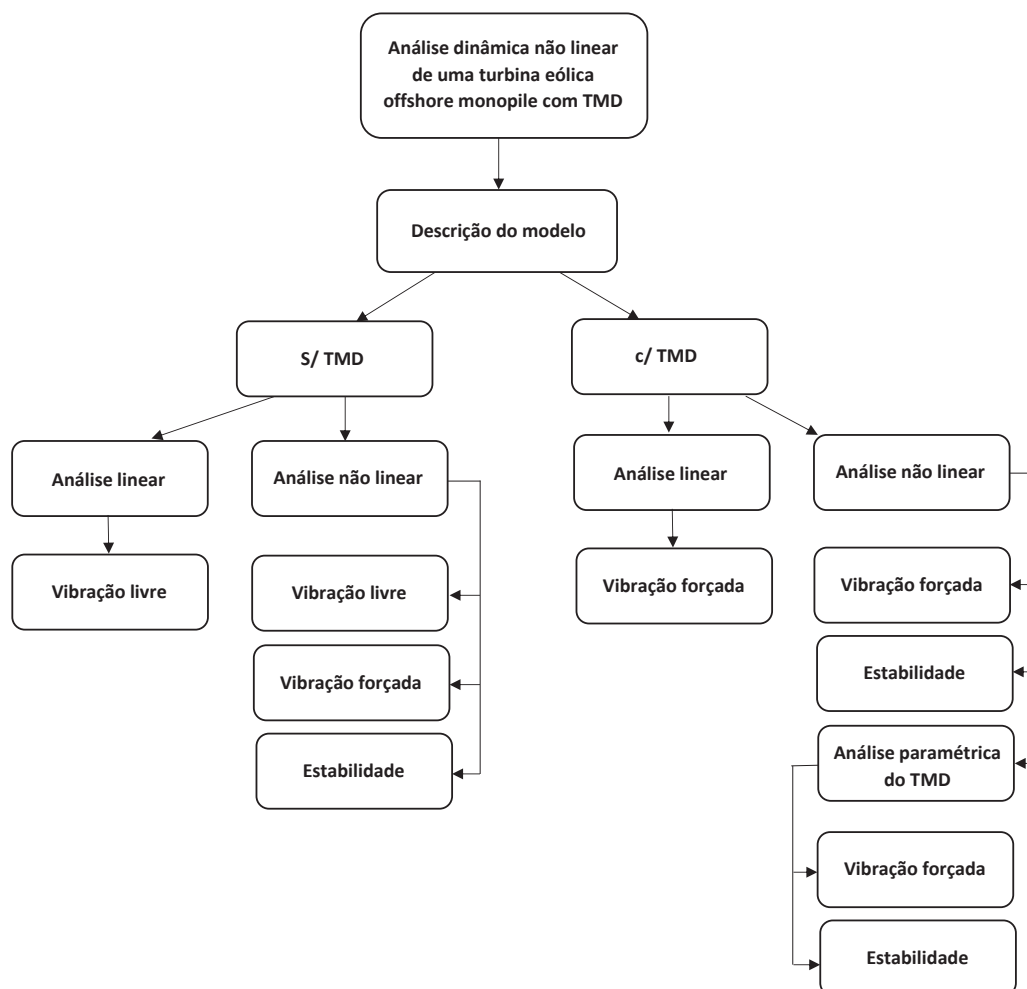
A metodologia adotada para a elaboração deste trabalho é aqui apresentada. Iniciando-se pela determinação das equações do movimento, análise dinâmica não linear à vibração livre e forçada e o estudo do efeito da presença de um controlador linear passivo de massa sincronizada no sistema. As etapas de desenvolvimento deste trabalho podem ser estruturadas na seguinte forma (ver Figura 1):

- Descrição do sistema formado por uma turbina eólica offshore monopile e um controlador linear passivo, que se dá através de um modelo discreto de dois graus de liberdade, um referente ao movimento pendular de fore-aft² da torre e outro ao deslocamento horizontal do TMD em relação ao eixo vertical global. As equações do movimento são obtidas através do princípio de Hamilton juntamente com aplicação dos conceitos do cálculo variacional. Realiza-se então a expansão das equações do movimento obtidas, em séries de potência de Taylor com truncamento até a ordem cúbica.
- A análise dinâmica linear à vibração livre sem a consideração do controlador no sistema é realizada para a obtenção da frequência natural de vibração da monopile.
- Na análise dinâmica não linear à vibração livre sem a presença do controlador no sistema, são verificadas as variações da frequência com a amplitude e energia de vibração e a resposta no espaço fase do sistema. O método do balanço harmônico é utilizado para determinação das curvas frequência-amplitude e frequência-energia. Através do espaço fase, a estabilidade à vibração livre do sistema é verificada de forma qualitativa.
- A análise não linear à vibração forçada para o sistema sem o controlador, é realizada através da relação de variação da frequência com a amplitude de vibração utilizando-se as curvas de ressonância. O método do balanço harmônico é utilizado juntamente com o método de Newton-Raphson para plotagem das respostas.

² Movimento pendular em torno do eixo transversal da estrutura, no plano de superfície da água (GAVASSONI, 2012)

- A estabilidade do sistema sem o TMD é verificada através da teoria de Floquet e dos diagramas de bifurcação.
- Para análise do efeito que a presença do controlador provoca no sistema, as análises linear e não linear à vibração forçada são realizadas, adotando-se a massa do controlador igual a 1% da massa total do sistema. As análises são realizadas através das curvas de ressonância e das respostas ao longo do tempo. Utilizam-se os métodos do balanço harmônico e do comprimento de arco para plotagem das curvas de ressonância.
- A estabilidade da solução do sistema com o TMD é verificada através da técnica de Floquet e dos diagramas de bifurcação.
- Na análise paramétrica do controlador é verificada a influência que a variação da razão de massa do TMD provoca nas respostas não lineares do sistema. Consideram-se os valores de 2%, 4%, 8% e 10% da massa total do sistema como valores para razão de massa do TMD. Na vibração forçada o efeito da variação de massa é verificada através das curvas de ressonância e das respostas ao longo do tempo. Adota-se para plotagem das curvas de ressonância os métodos do balanço harmônico e o comprimento de arco. O efeito da variação de massa do controlador na estabilidade é verificada através da técnica de Floquet, dos diagramas de bifurcação e das seções de Poincaré.

FIGURA 1 – Etapas de metodologia desenvolvida para este trabalho



FONTE: **Autor (2018)**

1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO

Este trabalho está organizado em seis capítulos e um anexo, incluindo este capítulo de introdução, apresentação dos objetivos e metodologia adotada. Nos demais capítulos são apresentadas a revisão da literatura, seguida da análise dinâmica não linear de uma turbina eólica offshore monopile sem e com a presença de um controlador linear passivo, juntamente com a apresentação dos resultados obtidos, então finalizando-se com algumas conclusões. A estruturação se dá na seguinte forma:

- No capítulo 2 apresenta-se uma breve revisão bibliográfica a respeito das turbinas eólicas offshore, abordam-se o potencial para geração de energia da costa brasileira, principais partes constituintes de uma turbina eólica e os principais

conceitos das estruturas de fundação fixa. Em seguida, apresentam-se os principais conceitos e classificação dos controladores estruturais, dando ênfase aos controladores passivos e sua aplicação em turbinas eólicas offshore monopile. Por fim, são apresentados os principais métodos analíticos e de discretização para a análise dinâmica não linear de sistemas estruturais, como também as propriedades e fenômenos observados apenas na análise dinâmica não linear.

- No capítulo 3 apresentam-se o modelo discreto de dois graus de liberdade adotado para estudo da monopile com o TMD, a determinação das equações do movimento através do princípio de Hamilton e os coeficientes numéricos utilizados nas análises.
- No capítulo 4 a análise da monopile sem a consideração do TMD sob vibração livre e forçada é conduzida, realizando-se a obtenção da frequência natural de vibração do sistema, a identificação e a análise dos fenômenos não lineares observados nas respostas do sistema não linear.
- No capítulo 5 analisa-se o efeito que a presença do TMD provoca nas respostas dos sistemas linear e não linear, verificando-se as alterações nas curvas de ressonância, nas respostas ao longo do tempo e na estabilidade das soluções. Analisa-se também a influência que a variação da razão de massa do controlador ocasiona nas respostas do sistema não linear à vibração forçada e na análise de estabilidade das soluções.
- Finalmente, no capítulo 6 são apresentadas as principais conclusões deste trabalho, além de algumas sugestões para elaboração de trabalhos futuros.
- No Anexo são apresentadas algumas das relações trigonométricas que são utilizadas neste trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo apresenta-se uma revisão da literatura referente às turbinas eólicas no meio offshore, ao uso de controladores estruturais na atenuação de vibrações e aos principais métodos analíticos e técnicas de discretização para solução de sistemas dinâmicos não lineares, como também as propriedades e fenômenos observados apenas pela análise dinâmica não linear.

2.1 TURBINA EÓLICA OFFSHORE

O desenvolvimento de turbinas eólicas offshore pode ser considerado recente, com o primeiro projeto desenvolvido na Europa no ano de 1990. Desde então vem se destacando os países da União Europeia como os principais desenvolvedores dessa tecnologia com aproximadamente 2.396 MW (Megawatt) já instalados até o ano de 2010 (HARRIGER, 2011).

Segundo Ortiz e Kampel (2011) a costa brasileira apresenta uma variação de velocidade média dos ventos entre 7 e 12 m/s ocasionando uma variação do potencial de geração de 215 W/m² a 968 W/m². Na Figura 2 é ilustrada a variação da velocidade do vento médio e do potencial de geração ao longo da costa brasileira.

Destacam-se as regiões Sul-Sudeste com um potencial de geração de 215 GW (Gigawatt) dos 606 GW para as regiões com até 100 m de profundidade (ORTIZ; KAMPEL, 2011). A Tabela 1 apresenta o potencial de geração para diferentes regiões da costa brasileira.

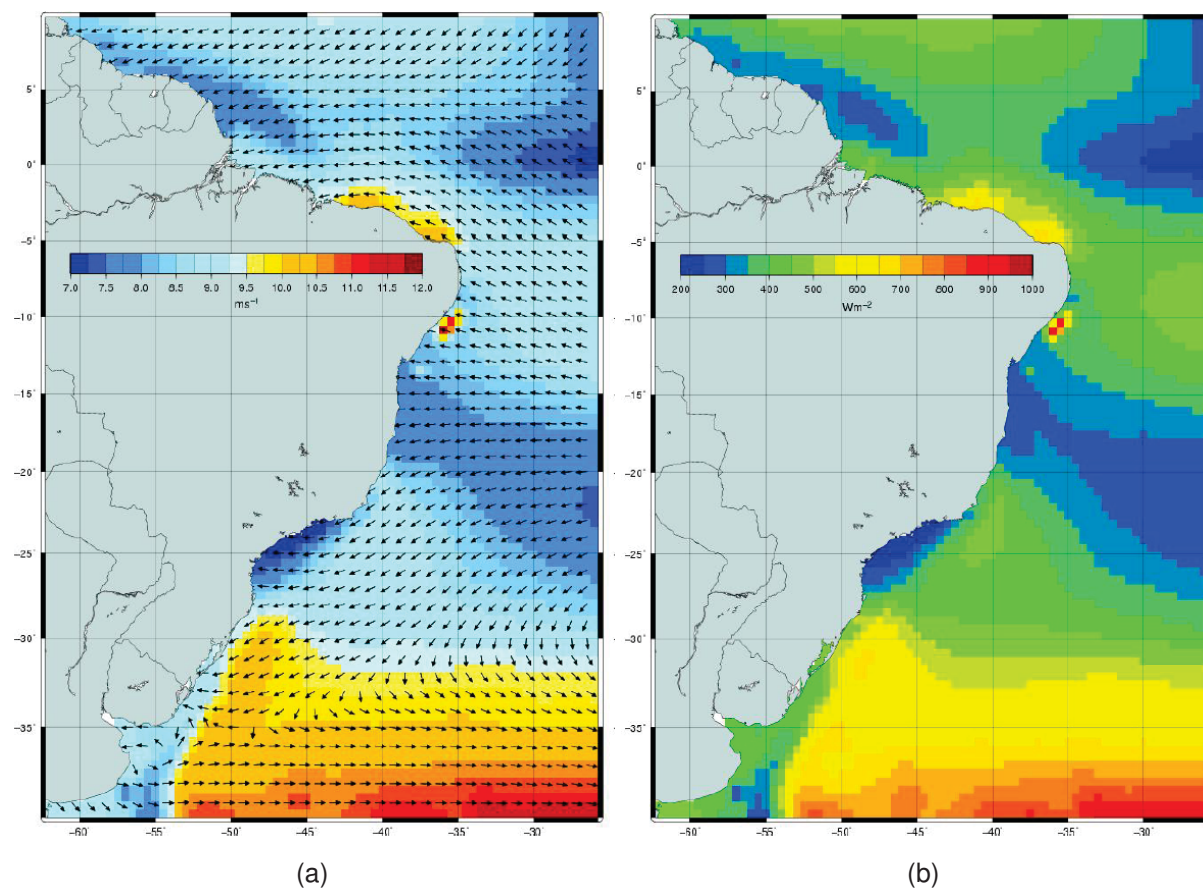
TABELA 1 – Potencial de geração em diferentes regiões da costa brasileira

Distancia da costa (km)	Potencial de geração (GW)
0 - 10	57
0 - 50	259
0 - 100	514
0 - 200	1780

FONTE: Ortiz e Kampel (2011)

As turbinas eólicas offshore apresentam custos associados à sua construção, instalação e manutenção maiores que os de turbinas instaladas onshore (STEWART, 2012). Sendo um dos principais fatores influenciadores referente a estrutura de fundação, representando 24% do custo total. A Figura 3 apresenta a proporção dos custos de uma turbina eólica offshore.

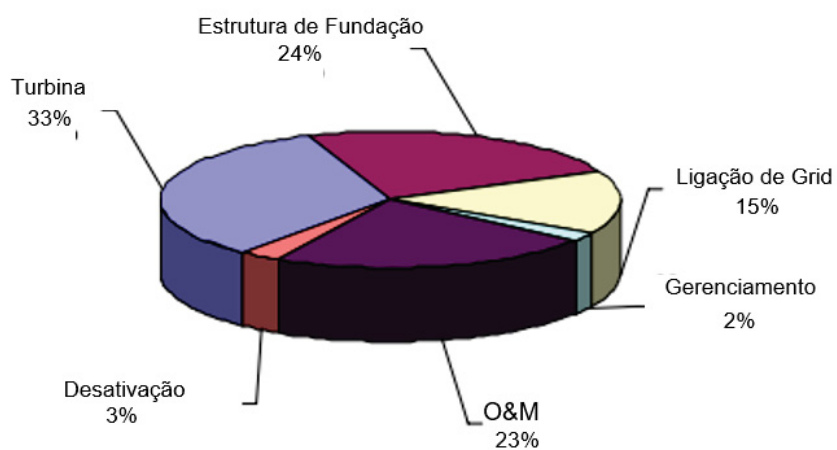
FIGURA 2 – Campo médio de velocidades de vento médio e densidade média de potência para o período de agosto de 1999 até dezembro de 2009



FONTE: Ortiz e Kampel (2011)

LEGENDA: (a) Campo de velocidades do vento médio; (b) Densidade média de potência

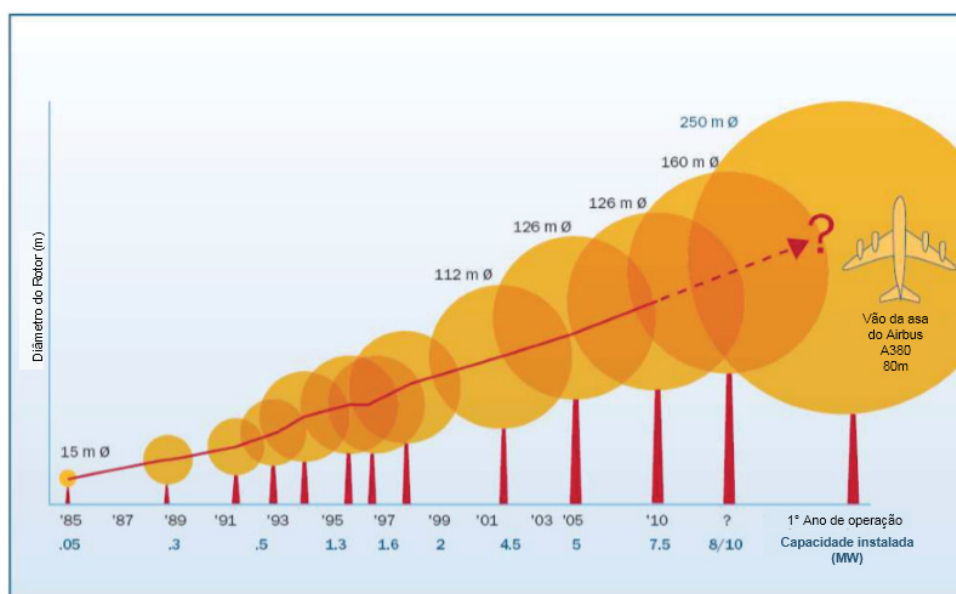
FIGURA 3 – Proporção de custos de um turbina eólica offshore



FONTE: Musial, Butterfield e Boone (2004)

Para que esses custos sejam reduzidos e as turbinas eólicas offshore se tornem mais atrativas ao mercado são necessários o desenvolvimento e o estudo de novas tecnologias, destacando-se o aumento no tamanho das turbinas que vem ocorrendo ao longo dos anos para um maior aproveitamento dos ventos no meio offshore e o desenvolvimento de novas estruturas de fundação que possibilitem a instalação dessas em grandes profundidades (STEWART, 2012). Na Figura 4 apresenta-se a evolução do tamanho das turbinas ao longo do anos e suas projeções para o futuro.

FIGURA 4 – Desenvolvimento do tamanho das turbinas eólicas ao longo do tempo

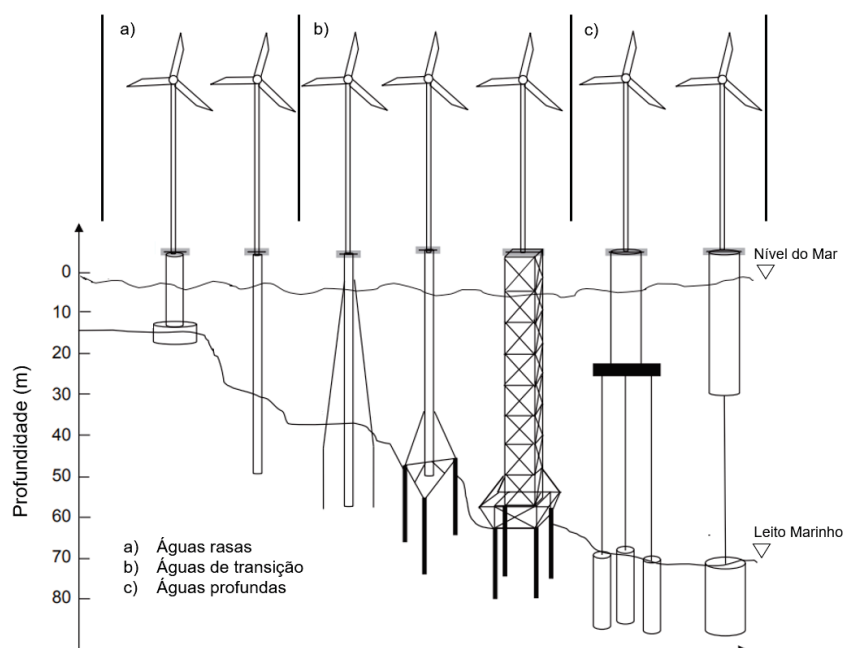


FONTE: Stewart (2012)

O fator preponderante nas etapas de projeto das turbinas eólicas offshore está na definição da profundidade da lâmina de água que essas estruturas são instaladas e como consequência a escolha adequada da estrutura de fundação que será utilizada (ver Figura 5). Nas regiões classificadas como águas rasas (profundidades menores que 30 m) e de transição (profundidades entre 30 m e 60 m) destaca-se a escolha pelas fundações classificadas como fixas. Para águas profundas (profundidades maiores que 60 m) a utilização de plataformas flutuantes se faz necessária (BAGBANCİ, 2011).

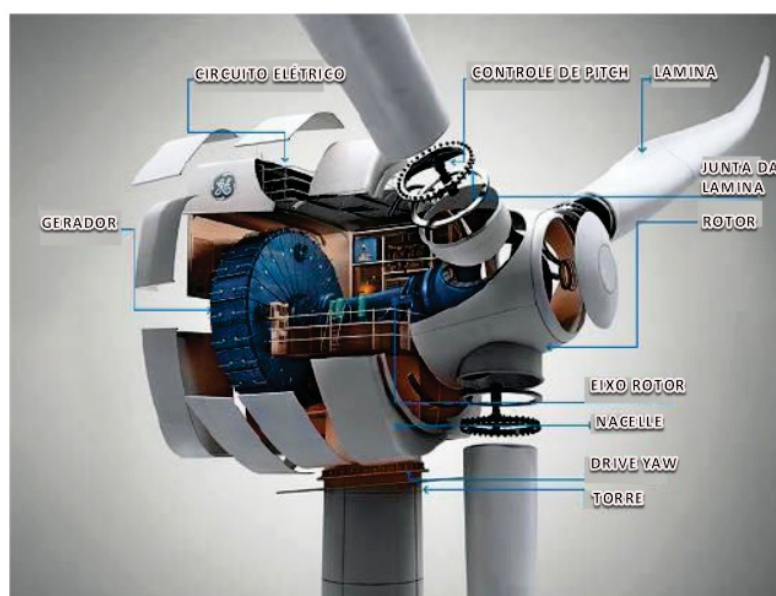
As turbinas eólicas offshore são formadas por diversos subsistemas como lâminas, nacela, controladores, gerador, rotor, torre e fundação. Na Figura 6 são apresentados os componentes e subsistemas padrões que constituem uma turbina eólica. Destacam-se os componentes das lâminas, nacela, rotor, estrutura de suporte (torre) e da estrutura de fundação.

FIGURA 5 – Relação da profundidade x Fundação



FONTE: Ng e Ran (2016)

FIGURA 6 – Ilustração dos diversos componentes de uma turbina eólica offshore



FONTE: Bagbanci (2011)

A maioria das turbinas é formada por três lâminas, mas existem modelos que contam com apenas duas. As dimensões das lâminas variam geralmente entre 30 m e 50 m, com o peso variando de acordo com o projeto e o material empregado na sua fabricação (BAGBANCİ, 2011).

Na nacela é onde estão localizados os principais componentes mecânicos da turbina eólica como controlador, caixa de geração, o gerador e os shaft, sendo a nacela

a estrutura responsável pela proteção desses componentes (BAGBANCI, 2011).

O rotor é formado pelas lâminas as quais são fixas no hub. O rotor pode ser projetado para ser do tipo upwind¹ ou downwind².

A torre é geralmente de forma tubular, feita de aço, com seção transversal variável ao longo do seu comprimento e sua altura pode variar de 60 m a 80 m. A principal função da torre é de suportar a nacela e o rotor (BAGBANCI, 2011).

As fundações podem ser fixas no solo marinho ou em plataformas flutuantes. As estruturas fixas devem ser suficientemente rígidas afim de limitar as oscilações da turbina ocasionadas pela ação das cargas externas. Já as plataformas flutuantes possuem amarração através de cabos fixados no solo marinho e devem apresentar flutuabilidade suficiente afim de suportar as cargas provenientes da torre e turbina (BAGBANCI, 2011).

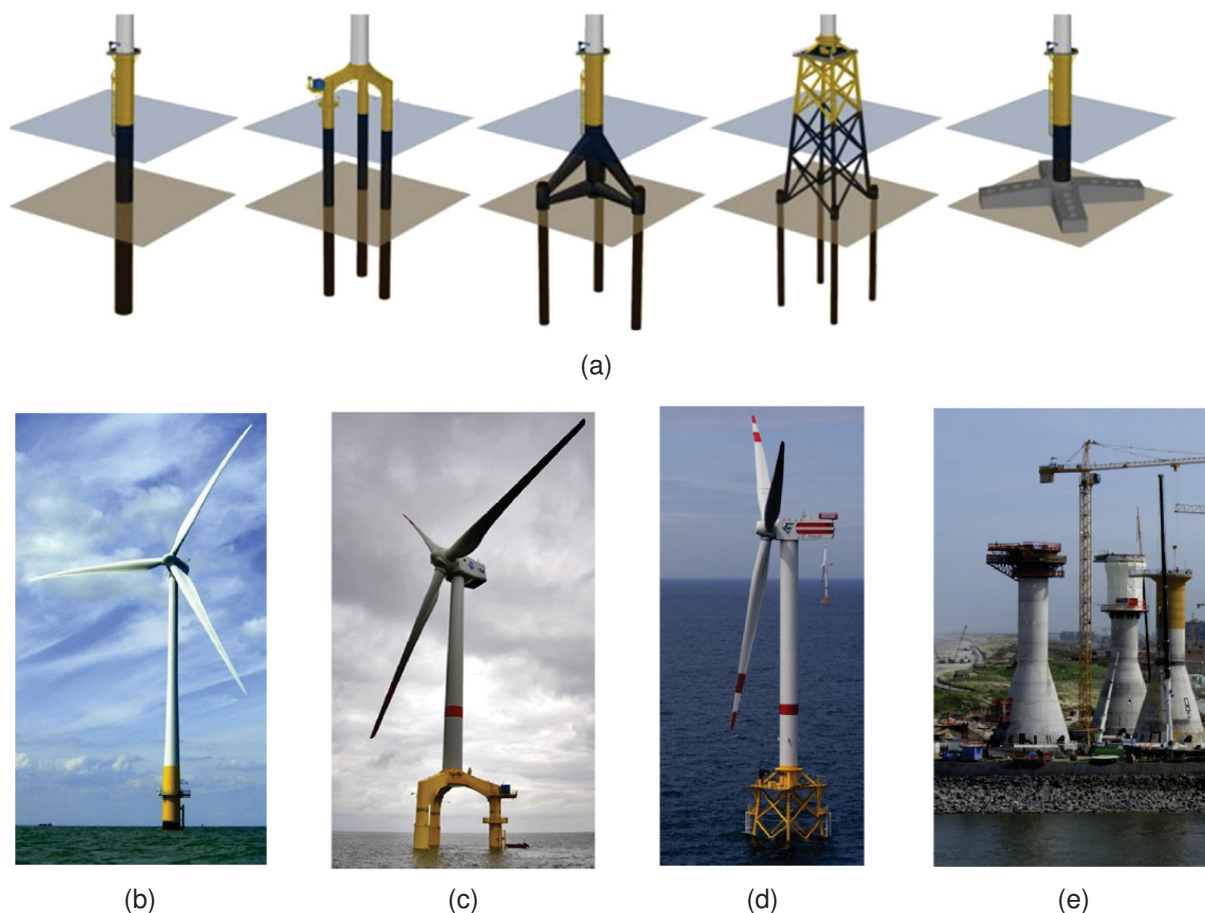
2.2 ESTRUTURAS DE SUPORTE FIXO

As fundações classificadas como fixas são aquelas normalmente utilizadas em regiões classificadas como águas rasas ou de transição em que a profundidade máxima não ultrapassa os 60 m. São sistemas que devem apresentar rigidez suficiente afim de minimizar os efeitos de tombamento e de momento atuante na base, ocasionados pela atuação das cargas laterais externas presentes no meio. Destacam-se as configurações em monopile, estrutura treliçada e de base a gravidade (MUSIAL; BUTTERFIELD; BOONE, 2004). Apresenta-se na Figura 7 algumas das configurações de fundação fixa.

¹ A turbina recebe o vento de frente (MATOS MELO, 2012)

² A turbina recebe o vento de trás (MATOS MELO, 2012)

FIGURA 7 – Exemplos de configurações de fundações fixas



FONTE:Ng e Ran (2016)

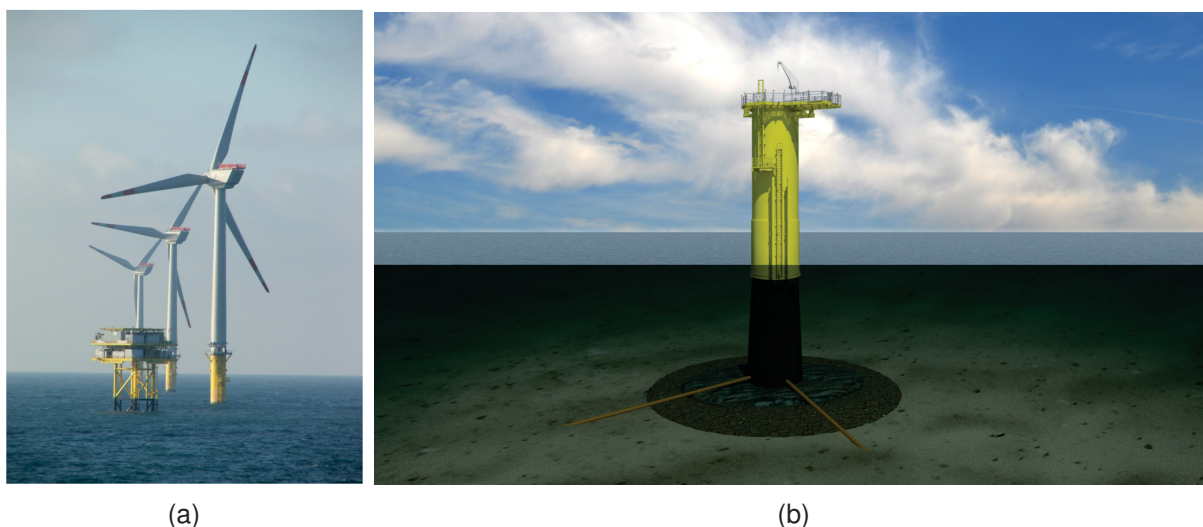
LEGENDA:(a) Da esquerda para direita, monopile, tripile, tripod, jacket e base a gravidade. Exemplos reais de sistemas offshore com fundação fixa (b) monopile; (c) tripod; (d) jacket; (e) base a gravidade em etapa construtiva

A fundação do tipo monopile é constituída por uma torre metálica tubular de seção transversal constante ao longo de seu comprimento, estendendo-se da região de transição da torre até grandes profundidades de cravação no solo marinho. Usualmente é adotada em águas com profundidades entre 20-40 m, porque em profundidades superiores a 30 m seu comportamento se apresenta de forma flexível tornando-se economicamente inviável (NG; RAN, 2016).

O diâmetro e comprimento de cravação são dependentes da capacidade de geração de energia da turbina, das propriedades do leito marinho na região de instalação e da severidade das cargas externas atuantes na estrutura. Usualmente apresenta uma razão de esbeltez (razão altura-largura) entre 5-6. Segundo Ng e Ran (2016) sob a ação das cargas laterais externas o valor limite para uma apropriada operação do sistema é de $0,500^\circ$ ($0,009$ rad) de rotação em relação ao alinhamento vertical. Na Figura 8 mostra-se uma turbina eólica offshore monopile real e uma representação da

fundação monopile.

FIGURA 8 – Fundação fixa na configuração monopile



LEGENDA:(a) Exemplo real da aplicação da fundação monopile em uma fazenda eólica offshore localizada no mar nórdico (b) Representação da fundação fixa monopile

Nas fundações fixas com a configuração em estrutura treliçada destacam-se os sistemas jacket e tripod. Apresentam utilização e tecnologia consolidada na indústria de Óleo e Gás (O&G) com grande potencial de adaptação para a indústria eólica. Estima-se que até 2020 mais de 35-45% das TEOs³ irão apresentar fundação em sistemas jacket ou tripod (NG; RAN, 2016). As treliças são projetadas para trabalharem a compressão, apresentando pequenas seções transversais. Sua fixação no solo marinho se dá através de diversas formas como bases a gravidade, baldes de sucção e estacas. Esse sistema é usualmente adotado em profundidades de até 50 m. Apresenta um melhor comportamento à ação extrema das cargas ambientais em comparação à monopile, em razão da sua maior rigidez estrutural aos momentos resultantes (NG; RAN, 2016).

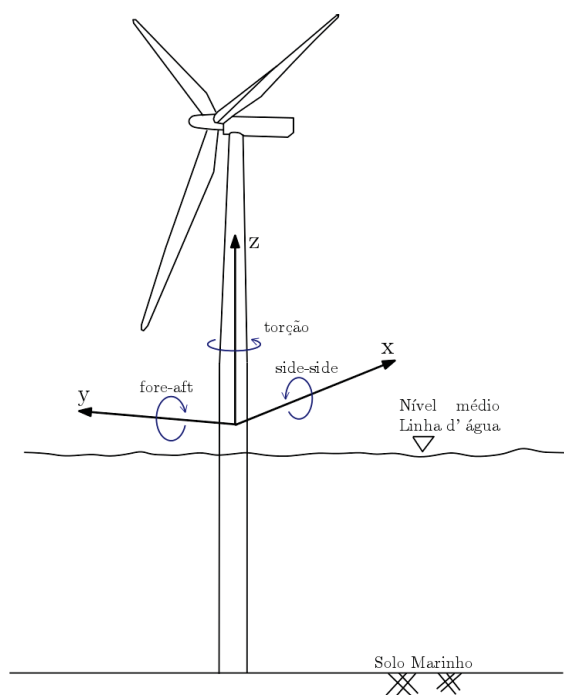
As fundações fixas de sistema base à gravidade como o próprio nome sugere, obtém a estabilidade estática através do seu peso. Usualmente apresentam uma base em seção transversal alargada com adição de lastro no fundo. Foi um conceito altamente utilizado durante o início da indústria de O&G sendo constituído em sua grande maioria de concreto armado, mas com a utilização do concreto protendido apresentando potencial para utilização em grandes profundidades (NG; RAN, 2016). Apresenta como principais limitações a sua utilização em grandes profundidades e o seu maior custo de fabricação e instalação em comparação com o sistema monopile.

A alta rigidez que as fundações fixas apresentam possibilita o estudo do

³ Turbinas eólicas offshore

movimento através da consideração de apenas três graus de liberdade referentes aos movimentos de rotações. Esses são: Side-Side, que refere-se ao movimento pendular em torno do eixo longitudinal, no plano de superfície da água; Fore-aft é o movimento pendular em torno do eixo transversal a mesma, no plano de superfície da água e de Torção, movimento rotacional do sistema em torno do eixo normal da linha de água. Na Figura 9 apresenta-se uma representação dos graus de liberdade descritos.

FIGURA 9 – Graus de liberdade do sistema torre-fundação fixa



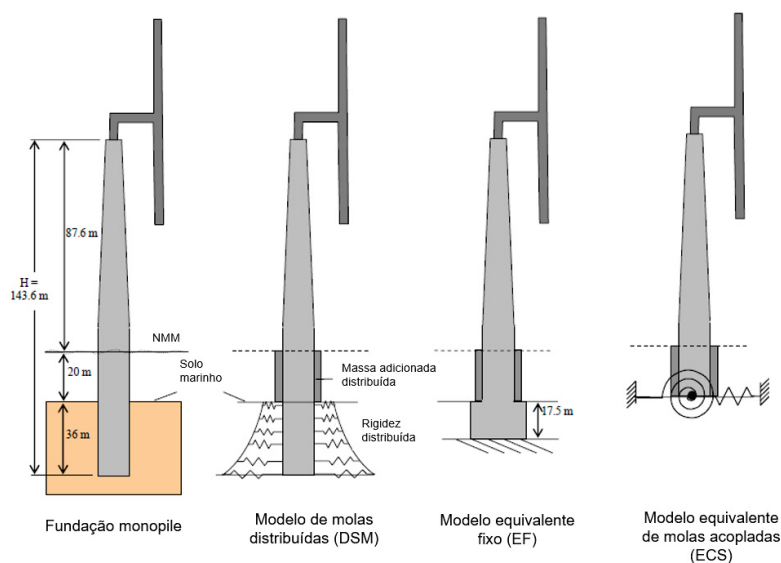
FONTE: Ng e Ran (2016)

2.2.1 Estado da arte da análise dinâmica de turbinas eólicas offshore monopile

A influência da forma de modelagem do solo ao entorno da monopile nos valores da frequência natural de vibração foi estudado por Bir e Jonkman (2007), com os modelos estudados apresentados na Figura 10. Verifica-se que as menores frequências de vibração são encontradas no modelo de molas equivalentes, passando pelo modelo equivalente fixo até o modelo equivalente de molas acopladas.

Os efeitos da interação não linear das cargas de vento e onda em um fundação monopile foi o foco de estudo de Manenti e Petrini (2010). Os resultados obtidos pelos autores revelam que essa interação ocasiona efeitos deletérios a segurança estrutural devendo ser considerados com atenção no projeto dessas estruturas. Jonkman e Musial (2010) estudaram a resposta dinâmica de uma torre eólica offshore modelo NREL-5MW Baseline sob uma fundação monopile em uma lâmina de água com profundidade 20 m sob ação de diversos casos de carga, afim de se obter as frequências naturais de vibração, forças de corte e momentos na base da estrutura, com os casos de

FIGURA 10 – Fundação monopile e modelos equivalente estudados por Bir e Jonkman (2007)



FONTE: Bir e Jonkman (2007)

carga analisados representando diferentes cenários de projeto. Obtiveram a primeira frequência natural de vibração igual a 0,280 Hz, sendo essa referente ao movimento de fore-aft da torre.

Bagbanci (2011) estudou a influência da variação dos parâmetros geométricos de diâmetro da seção transversal, altura do torre e profundidade da lâmina de água com a carga de onda apresentando diferentes alturas características. Observou que a medida que a profundidade, altura e diâmetro da torre e a altura de onda são aumentados o máximo momento na base da estrutura é encontrado. Shirzadeh et al. (2013) estudou a identificação do valor de amortecimento por meio da análise modal operacional e através da modelagem e simulação computacional. Os autores observaram uma boa relação entre as leituras experimentais e os resultados numéricos obtidos pela simulação numérica.

Nota-se através dos trabalhos aqui citados, que a consideração da não linearidade geométrica no movimento oscilatório de turbinas eólicas offshore ainda é um tema pouco abordado, em razão da complexabilidade das equações envolvidas nas análises. Esse fato ilustra a importância do estudo aqui apresentado.

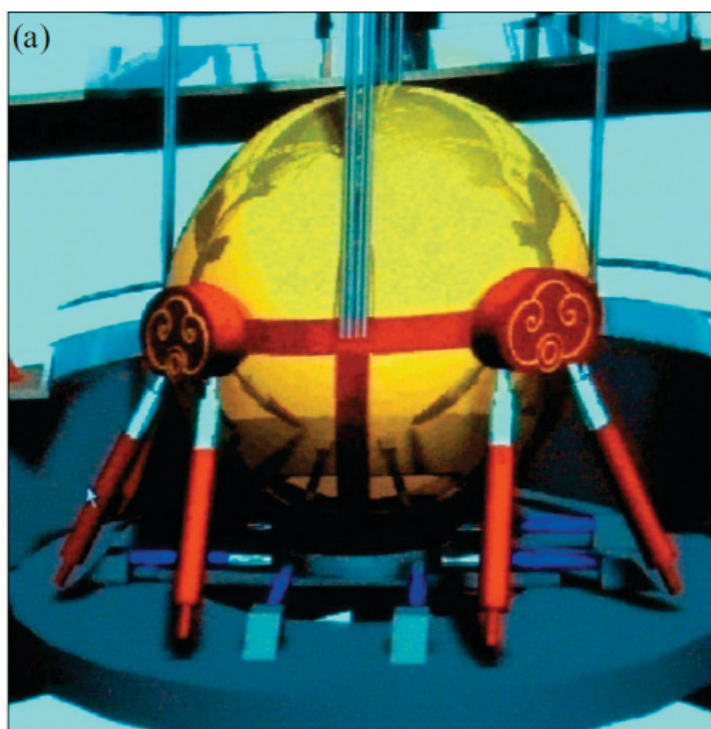
2.3 CONTROLADOR ESTRUTURAL

Os controladores estruturais são dispositivos que utilizam-se de sistemas dinâmicos para reduzir as acelerações e as solicitações em estruturas civis como arranha-céus e pontes sob o efeito de cargas dinâmicas extremas de vento e terremoto. No caso das turbinas eólicas offshore a escolha pelo uso de controladores estruturais

possui como objetivo a busca da diminuição das amplitudes de movimento para valores dentro dos limites de operação como também a redução das cargas de fadiga na estrutura (STEWART, 2012). São classificados em três principais classes: controlador estrutural passivo, semi-ativo e ativo.

Os controladores passivos são considerados os sistemas mais simples, em razão da não necessidade de uma fonte de energia externa para operação. No momento em que a estrutura principal começa a vibrar, parte da energia de vibração é transferida para a massa do controlador, a qual então passa a vibrar na mesma frequência da estrutura principal porém em sentido contrário, ocorrendo assim a dissipação da energia na forma de calor (STEWART, 2012; KWOK; SAMALI, 1995). Na Figura 11 é apresentado o controlador estrutural passivo instalado na torre Taipei-101.

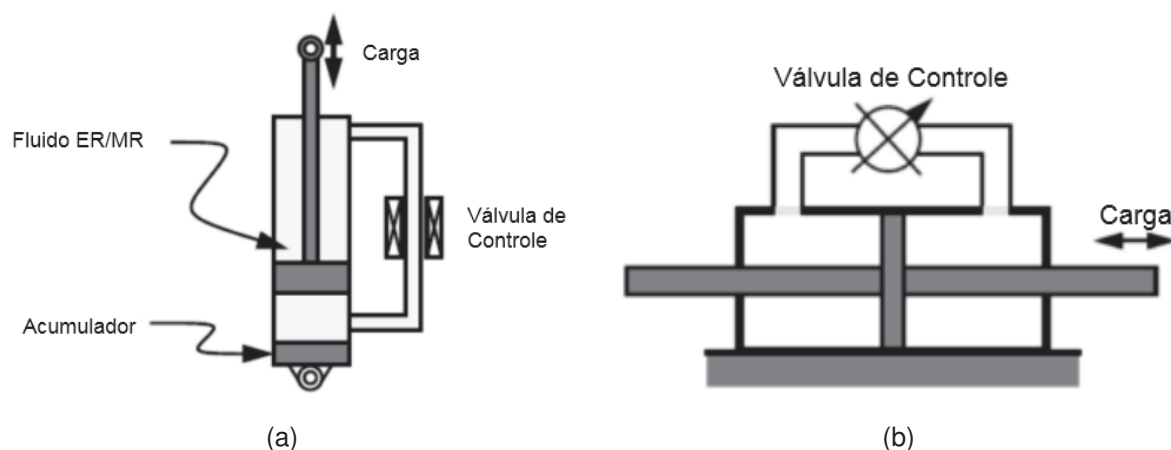
FIGURA 11 – Controlador estrutural passivo instalado na torre Taipei 101



FONTE: Tuan e Shang (2014)

Os controladores semi-ativos trabalham com a necessidade de uma fonte de energia externa para que ocorra a dissipação da energia. Apresentam a característica da constante de amortecimento poder se modificar durante a operação do sistema, apresentando melhores resultados em comparação aos controladores estruturais passivos (STEWART, 2012). Na Figura 12 é apresentada exemplos de controladores estruturais semi-ativos.

FIGURA 12 – Exemplos de controladores estruturais semi-ativos

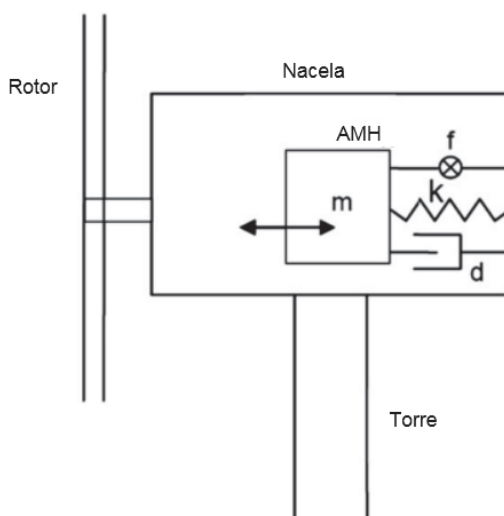


FONTE:Stewart (2012)

LEGENDA:(a)-amortecedor do tipo eletro-radiológico; (b)-amortecedor de fluido-viscoelástico

Nos controladores ativos, o movimento da estrutura é controlado ou modificado pela ação de um atenuador ativado através da introdução de energia no sistema por uma fonte externa. Possuem como configuração básica: (i) sensores localizados na estrutura para a medição das solicitações externa, ou das respostas da estrutura, ou até mesmo ambas; (ii) dispositivos para processamento das informações recebidas e para computar as forças de controle necessárias e (iii) presença de atenuadores para aplicação das forças necessárias (SOONG; COSTANTINOU, 2014). Apresentam vantagens em relação aos controladores passivos como: independência relativa das condições de suporte e solicitações, aplicação para mitigação de múltiplas solicitações e controle seletivo dos objetivos, como controlar o conforto humano antes do movimento estrutural (SOONG; COSTANTINOU, 2014). Na Figura 13 é apresentado um exemplo de controlador estrutural ativo.

FIGURA 13 – Exemplo de controlador estrutural ativo



FONTE: Bagbanci (2011)

2.3.1 Controladores estruturais passivos

Segundo Stewart (2012) entre os controladores estruturais passivos destacam-se as configurações de amortecedor de massa sincronizada (TMD) e de coluna líquida sincronizada (TLCD⁴). Apresentam-se nessa seção as características e propriedades ligadas ao TMD, em razão de ser o sistema adotado para estudo nesse trabalho.

Os controladores de massa sincronizada (TMD) são dispositivos constituídos de uma massa, uma mola para simulação da rigidez e um amortecedor, conectados a estrutura possibilitando dessa forma a redução das respostas dinâmicas. A frequência de vibração do controlador deve ser sincronizada a uma particular frequência de vibração da estrutura principal, geralmente adotando-se a frequência fundamental de vibração (CONNOR; LAFLAMME, 2014).

Segundo Connor e Laflamme (2014), o conceito de TMD foi introduzido primeiramente por Frahm (1909) para a redução do movimento de jogo em embarcações. Porém, a primeira teoria envolvendo o TMD foi apresentada e desenvolvida por Den Harton e Ormondroyd (1928), sendo seguida por uma discussão detalhada para a otimização do TMD e dos parâmetros de amortecimento por Den Hartog (1940).

Inicialmente a teoria foi desenvolvida para aplicação em sistemas de apenas um grau de liberdade (GL) sem amortecimento sob ação de uma força externa senoidal, sendo posteriormente expandida para aplicação em sistemas amortecidos (CONNOR; LAFLAMME, 2014). Atualmente apresenta aplicação em diversas estruturas como: arranhas-céus, pontes, sistemas mecânicos e estruturas offshore para a redução das vibrações ocasionadas por uma grande classe de cargas externas.

⁴ Tuned Liquid Column Damper

2.3.2 Estado da arte da aplicação de controladores estruturas passivos em turbinas eólicas offshore monopile

Para as estruturas offshore como as turbinas eólicas vem se destacando o uso de controladores estruturais passivos. Lackner e Rotea (2011) apresentaram o uso de um controlador passivo TMD para redução das vibrações excessivas em uma turbina eólica offshore monopile, com o TMD apresentando-se como uma ferramenta útil para obtenção de uma redução satisfatória nas vibrações. Stewart (2012) realizou a análise dinâmica linear de uma turbina eólica offshore monopile com o uso de um controlador linear passivo TMD, afim de através de uma análise paramétrica determinar os coeficientes de dimensionamento otimizado do controlador. Sun e Jahangiri (2018) analisaram o uso de um controlador passivo TMD pendular bi-direcional em uma turbina eólica offshore monopile, com o objetivo de mitigar as vibrações nas direções de fore-aft e side-side da torre geradas pela ação da carga externa de onda. Observou-se que o uso do controlador passivo bi-direcional apresenta uma redução satisfatória nas vibrações da estrutura, verificando-se um ganho de 10% na redução das vibrações com o uso do controlador pendular bi-direcional quando comparado com o controlador passivo TMD simples.

O estudo do controlador passivo na configuração TLCD para o sistema dinâmico linear de uma turbina eólica offshore monopile, sob o efeito das forças de vento e onda foi realizado por Colwell e Basu (2009). Roderick (2012) verificou que a presença de um controlador passivo na configuração TLCD em uma turbina eólica offshore monopile ocasiona reduções adequadas aos critérios de projeto para os deslocamentos de topo da torre.

2.4 ANÁLISE DINÂMICA NÃO LINEAR DE SISTEMAS ESTRUTURAIS

Na dinâmica estrutural, a necessidade de análises não lineares vem crescendo em função da demanda cada vez maior por estruturas esbeltas com geometrias complexas ou sob condições ambientais adversas, como é o caso das estruturas offshore (GAVASSONI, 2012).

Em geral, a representação matemática é adotada para descrição de sistemas estruturais não lineares, porém a solução desses na forma fechada em muitos casos não é possível, sendo necessária a adoção de métodos analíticos aproximados ou técnicas de discretização para determinação das respostas e dos fenômenos não lineares presentes nesses sistemas (GAVASSONI, 2012; MICKENS, 1984). Entre os métodos analíticos aproximados destacam-se os métodos do balanço harmônico e de perturbação, para as técnicas de discretização destacam-se os métodos de Rayleigh-Ritz, Galerkin e o método dos elementos finitos.

2.4.1 Métodos analíticos aproximados

Os métodos de perturbação consistem em uma abordagem alternativa a integração numérica bastante utilizada na análise de sistemas dinâmicos não lineares de ordem reduzida, fornecendo uma solução aproximada, muito útil em análises paramétricas de problemas dinâmicos não lineares (TABADDOR, 2000).

Através dos métodos de perturbação, a solução do sistema dinâmico não linear é descrita por uma perturbação inicial. A perturbação pode ser em um dos parâmetros ou em uma das coordenadas presentes no sistema, assim, recebendo a denominação de perturbação de parâmetro e perturbação de coordenada, respectivamente. Destaca-se para os métodos de perturbação as técnicas de Lindstedt-Poincaré e das múltiplas escalas (GAVASSONI, 2012).

Uma das principais limitações apresentada pelos métodos de perturbação é que esses são válidos apenas quando o parâmetro de perturbação é pequeno, além do método ser viável apenas para as primeiras ordens de perturbação (primeira e segunda), em razão do rápido crescimento do número de operações com o aumento da ordem de perturbação considerada. Essas características limitam sua aplicação a sistemas descritos com muitos graus de liberdade (NAYFEH, 1977).

Em certas situações é interessante a análise de sistemas dinâmicos não lineares de ordem superior, nesses casos a aplicação dos métodos de perturbação apresenta limitações. Segundo Mickens (1984), o método do balanço harmônico apresenta-se como a única técnica para obtenção das soluções aproximadas de sistemas não lineares de ordem superior, obtendo-se uma excelente aproximação da solução desejada.

Entre as vantagens da aplicação do método do balanço harmônico estão: (i) aplicação para equações diferenciais de qualquer ordem; (ii) a não linearidade do sistema não precisa ser "pequena"; (iii) o comportamento de ciclos limites e os parâmetros relacionados são facilmente determinados; (iv) a estabilidade do ciclo limite pode ser definida de maneira direta e (v) fornece de modo rápido e eficiente uma boa aproximação da solução de interesse (MICKENS, 1984).

O método do balanço harmônico utiliza-se da adoção de uma solução aproximada composta por harmônicos para o sistema. Assumida essa solução, a mesma é substituída nas equações do movimento e os coeficientes de cada harmônico são igualados a zero. Dessa forma, o problema se reduz a solução de um sistema algébrico não linear. Método é, em muitos casos simples e de fácil aplicação em sistema de múltiplos graus de liberdade (GAVASSONI, 2012; MICKENS, 1984). Porém, em alguns casos quando considerado somente o primeiro harmônico como solução aproximada do sistema dinâmico não linear, o método do balanço harmônico pode levar a resultados

errôneos. Segundo Von Groll e Ewis (2001), esse fato na maioria dos casos, se dá em razão do número de harmônicos considerados ser insuficiente para a representação da dinâmica não linear do problema ou a não inclusão de certos harmônicos fundamentais na solução aproximada.

2.4.2 Técnicas de discretização

Entre as técnicas de discretização para análise dinâmica não linear de sistemas estruturais destacam-se os métodos de Rayleigh-Ritz, o método de Galerkin e o Método dos Elementos Finitos (MEF). Entre essas técnicas, o MEF, em especial, apresenta-se como uma ferramenta útil para análise de uma grande gama de problemas da vibração não linear (GAVASSONI, 2012). Porém, uma das principais limitações apresentadas pelo MEF está no grande esforço computacional exigido para a obtenção de respostas adequadas, em especial no caso das estruturas offshore a vibração não linear. Em que se faz necessário o uso de um grande número de graus de liberdade para uma descrição precisa dos problemas, em especial, nos casos em que o acoplamento entre os graus de liberdade ocorre (PESHECK, 2000; LI; OU; TENG, 2011). Além disso, o uso extensivo do MEF nas fases de pré projeto é limitada, em razão de uma análise paramétrica do problema ser bastante onerosa.

2.4.3 Propriedades de sistemas dinâmicos não lineares

A análise dinâmica não linear apresenta algumas propriedades que são exclusivas ou se diferem das encontradas na análise linear, conhecida pela maioria dos engenheiros. A primeira e talvez principal propriedade encontra-se na inaplicabilidade da superposição modal, em razão do acoplamento que pode haver entre os modos não lineares (KERSCHEN; PEETERS et al., 2009).

O acoplamento dinâmico entre os modos não lineares faz com que a resposta de múltiplos modos não possa ser determinada através da superposição das respostas individuais de cada modo. Essa inaplicabilidade da superposição modal se apresenta com um dos maiores limitantes da análise dinâmica não linear (KERSCHEN; PEETERS et al., 2009).

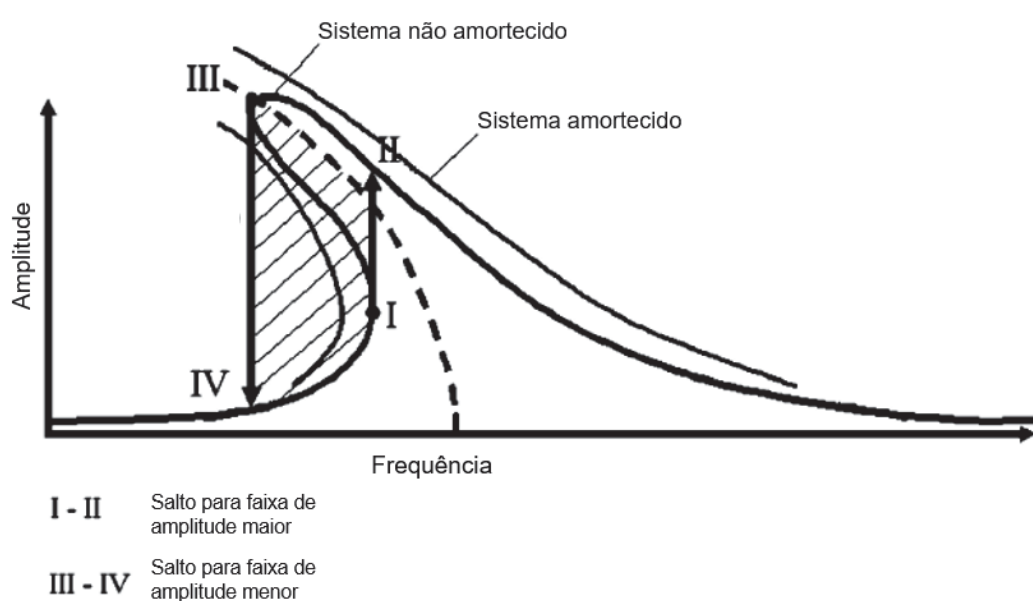
A relação de dependência entre frequência e energia de vibração é uma propriedade exclusiva da análise dinâmica não linear. Esta relação está relacionada a uma variação da amplitude de movimento à medida que a frequência de vibração do sistema varia, e ocorre em razão da mudança das características de rigidez do sistema, o qual pode apresentar ganho (enrijecimento) ou perda (amolecimento) de rigidez (KERSCHEN; WORDEN et al., 2006). Na análise linear, a amplitude de movimento é independente da frequência de vibração. Em razão dessa dependência, os modos não lineares apresentam uma mudança de forma, a medida que a energia varia, impedindo

dessa maneira a separação direta entre espaço e tempo nas equações não lineares do movimento (KERSCHEN; PEETERS et al., 2009).

A bifurcação modal é uma propriedade não encontrada em sistemas lineares, ocorrendo no caso não linear para determinados níveis de energia ou valores de algum dos parâmetros constituintes do sistema (APIWATTANALUNGGARN, 2003). Segundo Kerschen, Worden et al. (2006), a bifurcação modal ocasiona fenômenos essencialmente não lineares, sendo eles:

- Possibilidade da coexistência de múltiplas posições de equilíbrio estável, em que cada posição apresenta seu domínio de atração, fazendo que o movimento seja atraído para ela, dependendo das condições iniciais impostas. Em sistemas dinâmicos lineares há a existência de apenas uma única solução estável (KERSCHEN; WORDEN et al., 2006).
- Ocorrência de uma transição brusca (salto) entre soluções estáveis (ver Figura 14), causada pelo fenômeno de histerese não linear. Essa transição pode ser especialmente perigosa quando um ponto fixo estável co-existe na faixa de frequência de um ponto fixo instável (KERSCHEN; WORDEN et al., 2006). Segundo Nayfeh e Mook (2008), esse fenômeno de salto é observado em sistemas com não linearidades cúbicas sob vibração forçada.

FIGURA 14 – Fenômeno do salto não linear em um sistema dinâmico com não linearidade cúbica



FONTE: Kerschen, Worden et al. (2006)

- Transição do movimento regular para o caótico, ocorrendo em sistemas não lineares em que a resposta apresente comportamento imprevisível, irregular e aleatório, sendo o movimento caótico descrito por uma sensibilidade às perturbações nas condições iniciais do sistema (KERSCHEN; WORDEN et al., 2006).
- Ocorrência de explosões caóticas, onde uma pequena variação em algum dos parâmetros do sistema gera um "explosão" do movimento estável para o caótico na resposta do sistema, dessa forma induzindo uma instabilidade global (KERSCHEN; WORDEN et al., 2006).

A existência desses fenômenos não lineares ilustra a necessidade da análise dinâmica não linear, afim de se obter uma completa e adequada caracterização das respostas de sistemas dinâmicos não lineares.

3 DESCRIÇÃO DO MODELO E DETERMINAÇÃO DAS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

Este estudo tem por base o modelo rígido apresentado por Stewart (2012). O modelo é composto por uma torre eólica offshore NREL Offshore 5-MW Baseline Wind Turbine (ver Jonkman, Butterfield et al. (2009)) instalada no topo de uma fundação do tipo monopile e um controlador passivo linear de massa sincronizada (TMD) na região da nacele. A torre é constituída por um tubo metálico de seção transversal variável ao longo do seu comprimento, apresentando em sua base diâmetro D_{base} e espessura e_{base} e para região do topo, diâmetro D_{topo} e espessura e_{topo} respectivamente (ver Figura 15a). A monopile apresenta seção transversal com diâmetro D_{mono} e espessura e_{mono} constantes ao longo de todo o seu comprimento. Na Figure 15a ilustra-se a turbina eólica offshore monopile e suas partes constituintes.

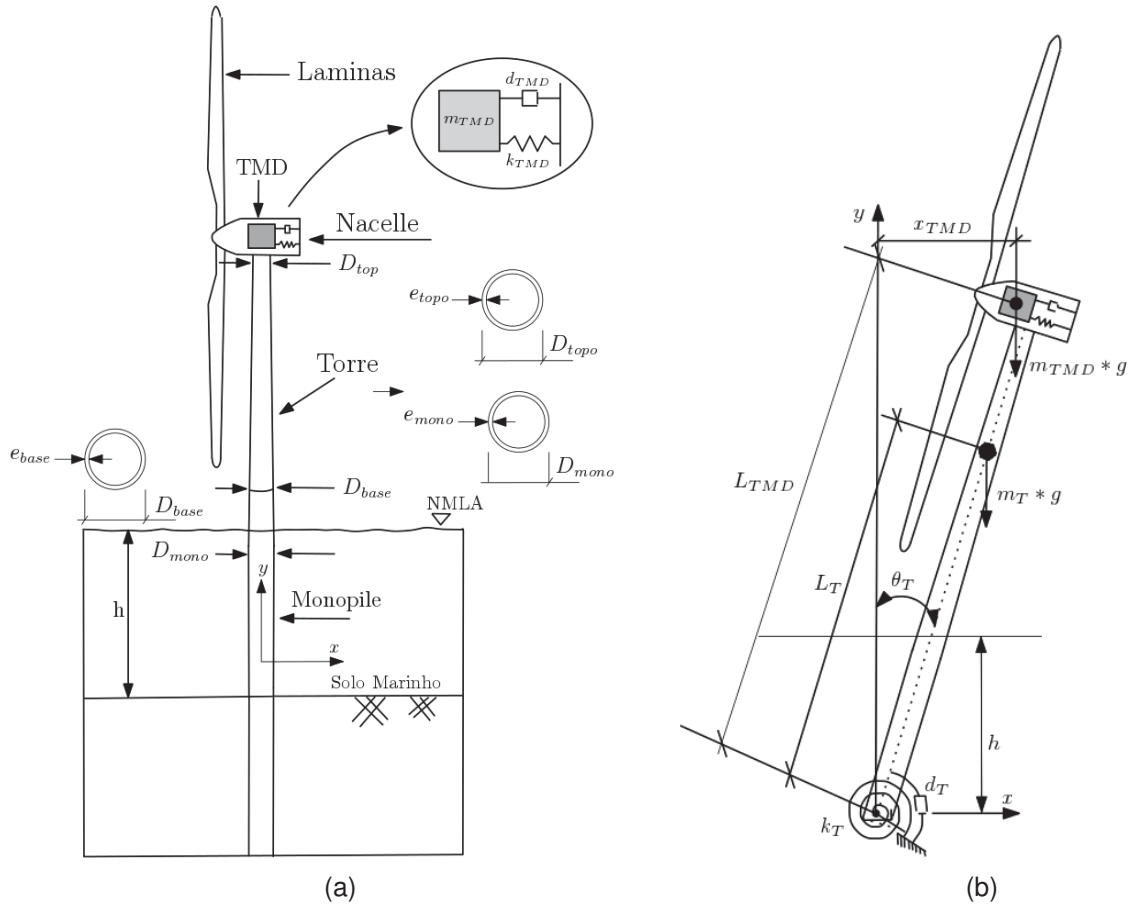
O sistema composto pela torre e pela monopile é modelado como um pêndulo invertido simples (ver Figura 15b). Toda a massa m_T do sistema constituído pela turbina e monopile é concentrada no centro de gravidade da torre, localizado a uma distancia L_T do leito marinho. A rigidez e o amortecimento do sistema são representados, respectivamente por uma mola rotacional de rigidez linear k_T e amortecedor rotacional d_T , respectivamente. O movimento do sistema é descrito em todo instante de tempo t através do grau de liberdade θ_T , o qual refere-se ao movimento de fore-aft da torre. Considera-se o sistema localizado em uma lamina d'água com profundidade h . O controlador TMD se encontra localizado na nacele a uma distancia L_{TMD} do leito marinho. O TMD é modelado como um sistema massa-mola-amortecedor com seu movimento em todo instante de tempo t descrito através do grau de liberdade x_{TMD} . Os deslocamentos do controlador têm por referência o eixo vertical global do sistema e não o movimento relativo desse dentro da nacele.

A força de empuxo, F_b , presente em razão da estrutura se encontrar em uma lâmina de água com profundidade h é modelada através de uma força ativa. O efeito hidrodinâmico ocasionado pela vibração da estrutura em um fluido em repouso, é considerado através de um coeficiente de "massa" adicionada.

3.1 EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

O Princípio de Hamilton é utilizado para a obtenção das equações do movimento, no qual a variação da diferença entre as parcelas de energia cinética, T , e potencial total, Π , mais o trabalho das forças não conservativas, W_{nc} , durante qualquer

FIGURA 15 – Turbina eólica offshore monopile com o modelo de análise considerado.



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Representação esquemática da fundação monopile e da turbina eólica; (b) Representação do modelo discreto

intervalo de tempo t_1 e t_2 deve ser nula. Assim:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta(T - \Pi) + \int_{t_1}^{t_2} \delta(W_{nc}) = 0 \quad (3.1)$$

A energia potencial total é dada por:

$$\Pi = U + V, \quad (3.2)$$

sendo, U a energia potencial interna de deformação elástica e V a energia potencial externa, devido à atuação das cargas externas. A energia de deformação interna do sistema é determinada pela seguinte equação:

$$U = \frac{1}{2} k_T \theta_T^2 + \frac{1}{2} k_{TMD} (L_{TMD} \sin(\theta_T) - x_{TMD})^2, \quad (3.3)$$

sendo k_T a rigidez do sistema representado pela mola rotacional na Figura 15b, e x_{TMD} e L_{TMD} as coordenadas de deslocamento horizontal do controlador em relação ao eixo vertical global e a altura do centro de gravidade do controlador, respectivamente. A

energia potencial externa é definida por:

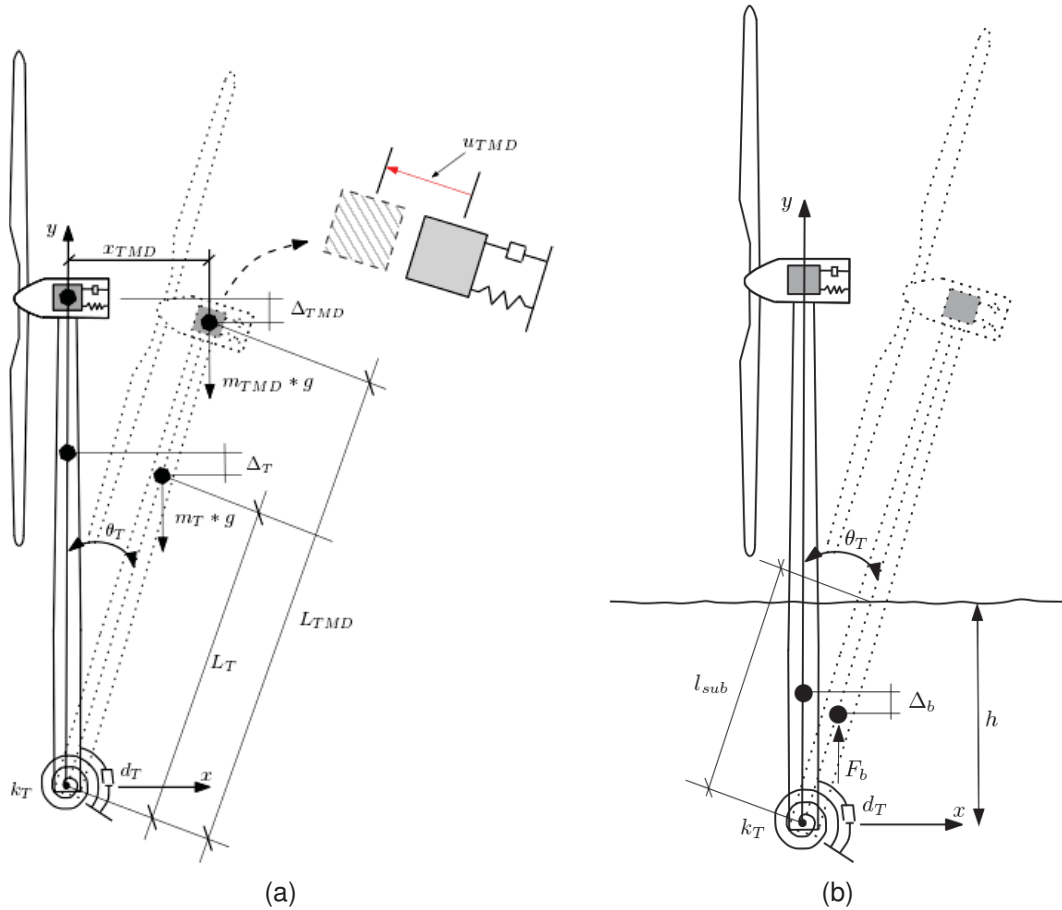
$$V = -W, \quad (3.4)$$

onde, W refere-se ao trabalho externo realizado pelas forças provenientes do peso próprio da monopile, peso próprio do TMD e atuação da força de empuxo em razão do sistema se encontrar em um lâmina de água de altura h . Na Figura 16 são apresentadas a atuação de cada uma das forças. O trabalho externo é expresso através:

$$W = W_s + W_b, \quad (3.5)$$

onde, W_s é o trabalho realizado pelas forças gravitacionais e W_b é o trabalho realizado pela força de empuxo externa.

FIGURA 16 – Esquema de atuação das forças de peso próprio e empuxo.



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Forças gravitacionais; (b) força de empuxo

O trabalho realizado pelas forças gravitacionais é dado por:

$$W = m_T g \Delta_T + m_{TMD} g \Delta_{TMD}, \quad (3.6)$$

onde, g é a aceleração da gravidade e Δ_T e Δ_{TMD} são os deslocamentos da monopile e TMD respectivamente, expressos por (ver Figura 16):

$$\Delta_T = L_T (1 - \cos(\theta_T)), \quad (3.7)$$

$$\Delta_{TMD} = L_{TMD} (1 - \cos(\theta_T)) - (L_{TMD} \sin(\theta_T) - x_{TMD}) \tan(\theta_T), \quad (3.8)$$

Assim o trabalho realizado pelo peso da monopile e TMD é:

$$W_s = m_T g L_T (1 - \cos(\theta_T)) + m_{TMD} g \left\{ L_{TMD} (1 - \cos(\theta_T)) - \right. \\ \left. + (L_{TMD} \sin(\theta_T) - x_{TMD}) \tan(\theta_T) \right\} \quad (3.9)$$

O trabalho realizado pela força de empuxo (W_b) é igual a:

$$W_b = -F_b \Delta_b, \quad (3.10)$$

onde, F_b é a força de empuxo e Δ_b é o deslocamento da monopile no ponto de atuação da força de empuxo.

Conforme o princípio de Arquimedes, a força de empuxo é igual ao peso do volume de água deslocado pela parte do corpo submersa, assim:

$$F_b = \rho_w g \frac{\pi D_{mono}^2}{4} l_{sub}, \quad (3.11)$$

onde ρ_w é a massa específica da água do mar e l_{sub} é o comprimento submerso da monopile, expresso por (ver Figura 16b):

$$l_{sub} = \frac{h}{\cos(\theta_T)} \quad (3.12)$$

O deslocamento da força de empuxo é igual a:

$$\Delta_b = \frac{h (1 - \cos(\theta_T))}{2 \cos(\theta_T)}, \quad (3.13)$$

desta forma, substituindo-se as Equações (3.9) a (3.13) nas Equações (3.5) e (3.4) a energia potencial externa, V , é dada por:

$$V = -m_T g L_T (1 - \cos(\theta_T)) - m_{TMD} g \left\{ L_{TMD} (1 - \cos(\theta_T)) - \right. \\ \left. + (L_{TMD} \sin(\theta_T) - x_{TMD}) \tan(\theta_T) \right\} + \\ + \rho_w g h^2 \frac{\pi D_{mono}^2}{8} \frac{1 - \cos(\theta_T)}{\cos^2(\theta_T)} \quad (3.14)$$

substituindo-se a Equações (3.14) e (3.3) na Equação (3.2), obtém-se a energia potencial total do sistema:

$$\begin{aligned} \Pi = & \frac{1}{2} k_T \theta_T^2 + \frac{1}{2} k_{TMD} (L_{TMD} \sin(\theta_T) - x_{TMD})^2 + \\ & - m_T g L_T (1 - \cos(\theta_T)) - m_{TMD} g \left\{ L_{TMD} (1 - \cos(\theta_T)) - \right. \\ & \left. + (L_{TMD} \sin(\theta_T) - x_{TMD}) \tan(\theta_T) \right\} + \rho_w g h^2 \frac{\pi D_{mono}^2}{8} \frac{1 - \cos(\theta_T)}{\cos^2(\theta_T)} \end{aligned} \quad (3.15)$$

A energia potencial cinética é expressa por:

$$T = \frac{1}{2} (I_T + A_{55}) \dot{\theta}_T^2 + \frac{1}{2} m_{TMD} \dot{x}_{TMD}^2, \quad (3.16)$$

onde $(\dot{})$ indica a derivada temporal, I_T é o momento de inércia da monopile e A_{55} refere-se a massa adicionada relacionada a vibração da monopile na direção de fore-aft em um fluido em repouso. Para determinação da massa adicionada a Equação de Morison é utilizada, sendo expressa por:

$$A_{55} = \frac{1}{12} C_A \rho_w \pi D_{mono}^2 h^3, \quad (3.17)$$

onde C_A é o coeficiente de "massa" adicionada, dependente das propriedades geométricas da monopile e da sua direção de movimento no fluido.

O trabalho realizado pelas forças de amortecimento, W_{nc} , é descrito pela função de dissipação de Rayleigh:

$$W_{nc} = \frac{1}{2} d_T \dot{\theta}_T^2 + \frac{1}{2} d_{TMD} (L_{TMD} \cos(\theta_T) \dot{\theta}_T - \dot{x}_{TMD})^2, \quad (3.18)$$

sendo, d_{TMD} é a constante de amortecimento viscoso do TMD e d_T é a constante de amortecimento viscoso do sistema.

O Lagrangiano para o sistema físico aqui estudado é, portanto (GAVASSONI, 2012):

$$L_g = T - \Pi + W_{nc} = 0, \quad (3.19)$$

o funcional de energia tem a seguinte forma:

$$J = \int_{t_1}^{t_2} L_g(\theta_T, x_{TMD}, \dot{\theta}_T, \dot{x}_{TMD}) dx \quad (3.20)$$

Aplicando-se as técnicas variacionais, obtém-se o seguinte sistema de equações Euler-Lagrange:

$$\frac{\partial L_g}{\partial \theta_T} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \dot{\theta}_T} \right) = 0, \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial L_g}{\partial x_{TMD}} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \dot{x}_{TMD}} \right) = 0 \quad (3.22)$$

Para a análise adimensional leva-se em consideração o fator de amortecimento, no caso da monopile sendo definido como (GAVASSONI, 2012):

$$\xi_T = \frac{d_T}{d_{cr}}, \quad (3.23)$$

sendo, ξ_T , a razão de amortecimento crítico e d_{cr} , a constante de amortecimento viscoso crítico, definida como (CHOPRA, 2012):

$$d_{cr} = 2 (I_T + A_{55}) \omega_n, \quad (3.24)$$

onde, ω_n refere-se a frequência natural de vibração da torre eólica monopile sem a presença do TMD.

Substituindo-se as Equações (3.15), (3.16) e (3.18) nas Equações (3.19), (3.21) e (3.22), juntamente com o coeficiente adimensional dado pelas Equações (3.23) e (3.24), obtêm-se as equações não lineares que descrevem o movimento do sistema:

$$\begin{aligned} & (I_T + A_{55}) \ddot{\theta}_T + 2 (I_T + A_{55}) \omega_n \xi_T \dot{\theta}_T + k_T \theta_T - m_T g L_T \text{sen}(\theta_T) + \\ & + d_{TMD} L_{TMD} \cos(\theta_T) \left\{ L_{TMD} \cos(\theta_T) \dot{\theta}_T - \dot{x}_{TMD} \right\} + \\ & k_{TMD} L_{TMD} \cos(\theta_T) \left\{ L_{TMD} \text{sen}(\theta_T) - x_{TMD} \right\} + \\ & + m_{TMD} g \left\{ L_{TMD} \text{sen}(\theta_T) \tan^2(\theta_T) + L_{TMD} \cos(\theta_T) \tan(\theta_T) - \right. \\ & \left. + x_{TMD} - x_{TMD} \tan^2(\theta_T) \right\} + \frac{1}{4} \frac{\rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2}{\cos^2(\theta_T)} \left\{ \frac{\text{sen}(\theta_T)}{\cos(\theta_T)} - \frac{1}{2} \text{sen}(\theta_T) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} & m_{TMD} \ddot{x}_{TMD} + d_{TMD} \left\{ \dot{x}_{TMD} - L_{TMD} \cos(\theta_T) \dot{\theta}_T \right\} + k_{TMD} \left\{ x_{TMD} - \right. \\ & \left. + L_{TMD} \text{sen}(\theta_T) \right\} - m_{TMD} g \tan(\theta_T) = 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

3.1.1 Dimensionamento dos parâmetros do TMD

Den Hartog (1940), apresenta o dimensionamento otimizado de um controlador linear passivo de massa sincronizada (TMD) para um sistema com um grau de liberdade sob ação de uma carga externa harmônica. O dimensionamento leva em consideração a razão de massa μ entre o TMD e o sistema principal. As equações que descrevem o dimensionamento são as seguintes:

$$m_{TMD} = \mu m_T, \quad \omega_{TMD} = \frac{\omega_n}{1 + \mu}, \quad \xi_{TMD} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3\mu/2}{1 + 3\mu}}, \quad (3.27)$$

onde ω_{TMD} é a frequência natural do TMD e ξ_{TMD} é a razão de amortecimento para o TMD.

A partir das relações (3.27) é possível a determinação dos parâmetros de rigidez k_{TMD} e amortecimento d_{TMD} do TMD, expressos por:

$$k_{TMD} = \omega_{TMD}^2 m_{TMD}, \quad d_{TMD} = 2 \xi_{TMD} m_{TMD} \omega_{TMD} \quad (3.28)$$

Substituindo-se as Equações (3.27) e (3.28) nas Equações (3.25) e (3.26) obtêm-se:

$$\begin{aligned} & (I_T + A_{55}) \ddot{\theta}_T + 2(I_T + A_{55}) \omega_n \xi_T \dot{\theta}_T + k_T \theta_T - m_T g L_T \text{sen}(\theta_T) + \\ & + \frac{\sqrt{6}}{2(1+\mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1+3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n L_{TMD} \cos(\theta_T) \left\{ L_{TMD} \cos(\theta_T) \dot{\theta}_T - \dot{x}_{TMD} \right\} \right\} + \\ & + m_T \mu g \left\{ L_{TMD} \text{sen}(\theta_T) \tan^2(\theta_T) + L_{TMD} \cos(\theta_T) \tan(\theta_T) - \right. \\ & + \left. x_{TMD} - x_{TMD} \tan^2(\theta_T) \right\} + \frac{m_T \mu \omega_n^2 L_{TMD} \cos(\theta_T)}{(1+\mu)^2} \left\{ L_{TMD} \text{sen}(\theta_T) - x_{TMD} \right\} + \\ & + \frac{1}{4} \frac{\rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2}{\cos^2(\theta_T)} \left\{ \frac{\text{sen}(\theta_T)}{\cos(\theta_T)} - \frac{1}{2} \text{sen}(\theta_T) \right\} = 0, \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} & m_T \mu \ddot{x}_{TMD} + \frac{\sqrt{6}}{2(1+\mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1+3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n \left\{ \dot{x}_{TMD} - L_{TMD} \cos(\theta_T) \dot{\theta}_T \right\} \right\} + \\ & + \frac{m_T \mu \omega_n^2}{(1+\mu)^2} \left\{ x_{TMD} - L_{TMD} \text{sen}(\theta_T) \right\} - m_T \mu g \tan(\theta_T) = 0 \end{aligned} \quad (3.30)$$

Segundo, Nayfeh e Mook (2008) sistemas não lineares como o estudado aqui podem ser reescritos na forma de séries de potência para o estudo das não linearidades de pequena ordem, em razão, da consideração de que o movimento oscilatório se encontra na vizinhança de um centro. A presença dos termos não lineares de cosseno nas Equações (3.29) e (3.30) indicam a quebra de simetria do sistema, obtendo-se assim, tanto termos de ordem par, quanto de ordem ímpar, quando realizada a expansão em séries de potência. Expandindo as Equações (3.29) e (3.30) em séries

de potência de Taylor até termos de ordem cúbica, obtêm-se:

$$\begin{aligned}
 & (I_T + A_{55})\ddot{\theta}_T + 2(I_T + A_{55})\omega_n \xi_T \dot{\theta}_T + k_T \theta_T - m_T g L_T \left\{ \theta_T - \frac{1}{6} \theta_T^3 \right\} + \\
 & + m_T \mu g \left\{ L_{TMD} \theta_T + \frac{5}{6} L_{TMD} \theta_T^3 - x_{TMD} - \theta_T^2 x_{TMD} \right\} + \\
 & + \rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2 \left\{ \frac{1}{8} \theta_T + \frac{11}{48} \theta_T^3 \right\} - \frac{m_T \mu \omega_n^2 L_{TMD}}{(1 + \mu)^2} \left\{ \frac{2}{3} L_{TMD} \theta_T^3 - \right. \\
 & - x_{TMD} - \frac{1}{2} \theta_T^2 x_{TMD} \left. \right\} + \frac{\sqrt{6}}{2(1 + \mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1 + 3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n L_{TMD} \left\{ L_{TMD} \dot{\theta}_T - \right. \right. \\
 & \left. \left. + L_{TMD} \theta_{TMD}^2 \dot{\theta}_T - \dot{x}_{TMD} + \frac{1}{2} \theta_T^2 \dot{x}_{TMD} \right\} \right\} = 0, \tag{3.31}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & m_T \mu \ddot{x}_{TMD} - m_T \mu g \left\{ \theta_T + \frac{1}{3} \theta_T^3 \right\} + \frac{m_T \mu \omega_n^2}{(1 + \mu)^2} \left\{ x_{TMD} - L_{TMD} \theta_T + \frac{1}{6} L_{TMD} \theta_T^3 \right\} \\
 & + \frac{\sqrt{6}}{2(1 + \mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1 + 3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n \left\{ \dot{x}_{TMD} - L_{TMD} \dot{\theta}_T + \frac{1}{2} L_{TMD} \theta_T^2 \dot{\theta}_T \right\} \right\} = 0 \tag{3.32}
 \end{aligned}$$

3.2 COEFICIENTES NUMÉRICOS

Os coeficientes numéricos para análise do sistema composto pela turbina eólica offshore monopile e pelo controlador são apresentados na Tabela 2. O valor do parâmetro da razão de massa, μ , do TMD é apresentado no respectivo capítulo de análise do efeito que o controlador gera nas respostas do sistema não linear.

TABELA 2 – Parâmetros numéricos do modelo discreto.

Propriedades da Estrutura			
Material		Aço	
Massa específica da coluna	ρ_c	8500	kg/m ³
Momento de Inercia	I_T	1,239E+09	kg·m ²
Massa do sistema	m_T	522617	kg
Constante rotacional da mola	k_T	4,208E+09	N·m/rad
Altura do centro de gravidade da torre	L_T	37,172	m
Diâmetro no topo da torre	D_{topo}	3,870	m
Espessura no topo da torre	e_{topo}	0,019	m
Diâmetro na base da torre	D_{base}	6,000	m
Espessura na base da torre	e_{base}	0,027	m
Diâmetro da monopile	D_{mono}	6,000	m
Espessura da monopile	e_{mono}	0,060	m
Amortecimento estrutural	ξ_T	0,010	–
Propriedades do TMD			
Altura do centro de gravidade do TMD	L_{TMD}	109,350	m
Propriedades do Fluido			
Coeficiente de massa adicionada	C_A	1,000	–
Massa específica do fluido	ρ_w	1,024E+03	kg/m ³
Altura da lamina de água	h	20,000	m

FONTE: (JONKMAN, 2007; JONKMAN; MUSIAL, 2010)(STEWART, 2012)

4 SISTEMA DE UM GRAU DE LIBERDADE: TURBINA EÓLICA OFFSHORE MONOPILE SEM TMD

Nesse capítulo a análise dinâmica da monopile é estudada sem a inclusão do TMD. O movimento do sistema é descrito através da Equação (3.29) considerando-se a razão de massa do controle (μ) e amortecimento estrutural (ξ_T) igual a zero, dessa forma obtém-se a seguinte expressão:

$$(I_T + A_{55})\ddot{\theta}_T + k_T \theta_T - m_T g L_T \sin(\theta_T) + \frac{1}{4} \frac{\rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2}{\cos(\theta_T)^2} \left\{ \frac{\sin(\theta_T)}{\cos(\theta_T)} - \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sin(\theta_T) \right\} = 0, \quad (4.1)$$

reescrevendo-se a Equação (4.1) através de series de potência de Taylor com expansão até ordem cúbica, obtém-se a seguinte expressão:

$$(I_T + A_{55})\ddot{\theta}_T + k_T \theta_T - m_T g L_T \left\{ \theta_T - \frac{1}{6} \theta_T^3 \right\} + \rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2 \left\{ \frac{1}{8} \theta_T + \right. \\ \left. + \frac{11}{48} \theta_T^3 \right\} = 0. \quad (4.2)$$

O estudo se inicia com a análise dinâmica linear a vibração livre afim de se obter a frequência natural de vibração do sistema, e depois segue-se com a análise não linear.

4.1 ANÁLISE LINEAR

Nesta seção analisa-se o movimento do sistema através da Equação (4.2) considerando-se a hipótese de pequenas amplitudes de movimento, possibilitando-se que o termo não linear seja excluído da análise. Substituindo-se os parâmetros apresentados nas Tabelas 2 e dividindo-se pelo coeficiente do termo de aceleração $\ddot{\theta}_T$, a equação do movimento da monopile a vibração livre é:

$$\ddot{\theta}_T + 3,095 \theta_T = 0 \quad (4.3)$$

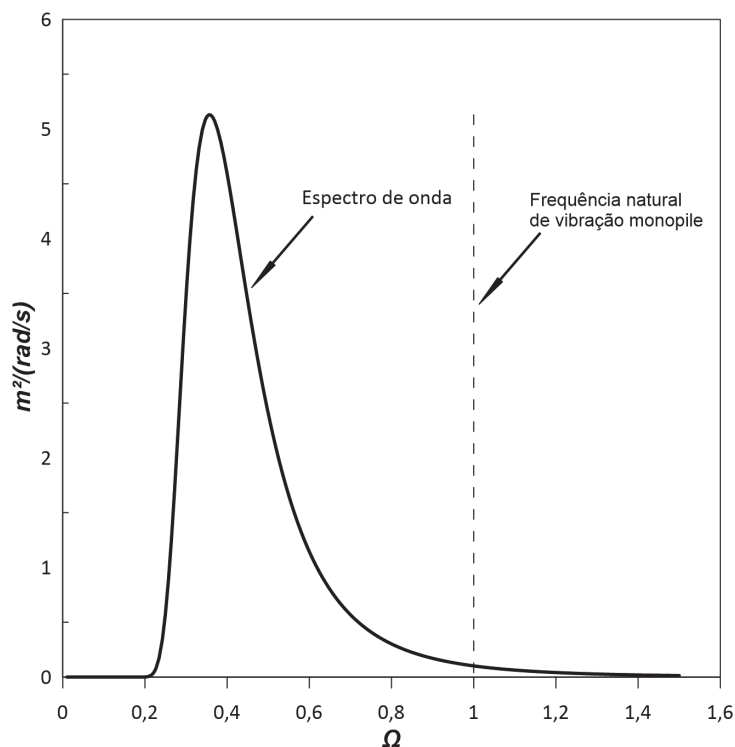
Por tratar-se de um sistema com apenas um grau de liberdade, obtém-se apenas uma frequência natural de oscilação ω_n igual a 1,759 rad/s (0,280 Hz).

Na Figura 17 é apresentado um exemplo do espectro de onda de Pierson-Moskowitz adotado para simulação da carga de onda na análise dinâmica de estruturas offshore, sendo $\Omega = \omega/\omega_n$. Sendo o espectro de onda descrito através da seguinte expressão (JONKMAN, 2007):

$$S_w = \frac{1}{2\pi} \frac{5}{16} H_w^2 T_w \left(\frac{\omega T_w}{2\pi} \right)^{-5} \exp \left(-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega T_w}{2\pi} \right)^{-4} \right), \quad (4.4)$$

onde, H_w e T_w são a altura característica de onda e o período de oscilação natural da onda, respectivamente.

FIGURA 17 – Espectro de Onda de Pierson-Moskowitz.



FONTE: **AUTOR (2018)**

Segundo Bachynski (2018), estruturas de fundações fixas como as monopile são dimensionadas para apresentarem frequências naturais maiores que as frequências de oscilações das ondas, de modo a serem evitados os fenômenos deletérios advindos da ressonância externa. A Figura 17 ilustra que o modelo discreto adotado de representação da monopile mesmo simples é bastante representativo do real comportamento dessas estruturas.

4.2 ANÁLISE NÃO LINEAR

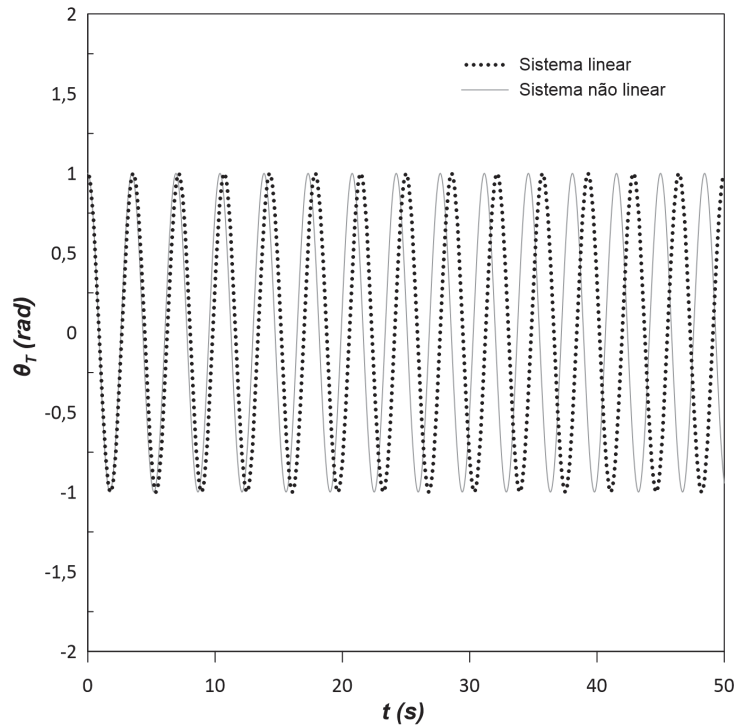
Nesta seção a análise dinâmica não linear do sistema descrito pela Equação (4.2) é realizada, realizando-se as análises a vibração livre, forçada e de estabilidade.

4.2.1 Vibração livre não amortecida

A resposta ao longo do tempo do sistema sem a presença do TMD a vibração livre pode ser encontrada através da integração numérica da Equação (4.1) considerando-se como condições iniciais θ_T igual a 1,000 e $d\theta_T/dt$ igual a zero. A resposta ao longo do tempo é apresentada na Figura 18, juntamente com a resposta do

sistema linear. Observa-se através da Figura 18 que a resposta do sistema não linear apresenta uma variação da frequência de vibração ao longo do tempo, comportamento não observado pela análise do sistema linear.

FIGURA 18 – Comparativo da resposta ao longo do tempo entre o sistema não linear e o sistema linear a vibração livre.



FONTE: **AUTOR (2018)**

Uma das principais características de sistemas dinâmicos não lineares é a forma com que a frequência de oscilação do sistema varia com a amplitude de movimento. A curva que descreve esse comportamento é denominada de relação frequência-amplitude. Para sistemas com apenas um grau de liberdade os métodos de perturbação e do balanço harmônico podem ser utilizados. As curvas de ressonância possibilitam a obtenção de importantes características do sistema não linear estudado, como o enrijecimento ou amolecimento dinâmico (GAVASSONI, 2012).

Neste trabalho o método do balanço harmônico é adotado para obtenção das curvas frequência-amplitude, assumindo-se que a solução geral pode ser aproximada por:

$$\theta_T = X_1 \cos(\omega t), \quad (4.5)$$

substituindo-se a Equação (4.5) na Equação (4.2) e adotando-se os parâmetros apresentados na Tabela 2 e dividindo-se pelo coeficiente do termo inercial da Equação (4.2), obtêm-se:

$$-X_1 \omega^2 \cos(\omega t) + 3,096 X_1 \cos(\omega t) + 0,110 X_1^3 \cos^3(\omega t) = 0, \quad (4.6)$$

aplicando-se as relações trigonométricas apresentadas no Anexo A, agrupa-se os termos comuns em cosseno, sendo desconsiderados os termos harmônicos de ordem superior, obtém-se assim a seguinte relação frequência-amplitude:

$$X_1 = \sqrt{37,636 - 37,636 \Omega^2}, \quad (4.7)$$

onde, $\Omega = \omega/\omega_n$.

A Equação (4.7) nos apresenta uma relação de ganho de rigidez a medida que a frequência de vibração do sistema varia, o que pode ser observado na Figura 19. Tal fenômeno inexistente no caso da análise linear, onde a frequência é invariável em relação a variação da amplitude de movimento.

Porém, o sistema estudado apresenta duas fontes de imprecisão, uma referente a expansão em série de Taylor da Equação (4.1) e a outro em razão da aproximação da solução através da Equação (4.5). Para verificar o domínio de validade da metodologia, as relações frequência-amplitude são obtidas através da integração numérica da Equação de movimento original (4.1).

A resposta no tempo das equações originais para cada uma das condições iniciais pode ser utilizada para obtenção da curva de frequência-amplitude. O procedimento adotado foi o mesmo proposto por Nandakumar e Chatterjee (2005) consistindo-se na integração numérica da Equação (4.1) com a presença de um leve amortecimento, adota-se o valor de $\xi_T=0,001$.

Após a análise ao longo do tempo considera-se dois pico de amplitude sucessivos A_1 e A_2 respectivos aos tempos T_1 e T_2 na resposta amortecida obtida. A média entre os picos de amplitude é designada por A_p e o pico negativo entre os dois pontos positivos é designado por A_n . Logo a amplitude do movimento pode ser obtida numericamente por:

$$A = \frac{A_p - A_n}{2} \quad (4.8)$$

o período, T_0 , e frequência da oscilação são obtidos por:

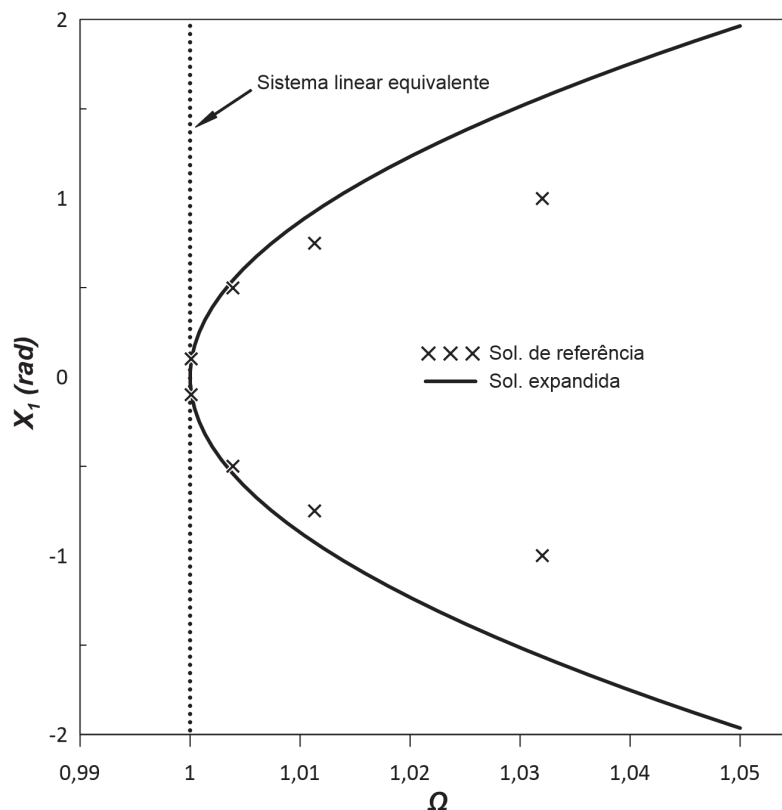
$$T_0 = T_2 - T_1 \quad (4.9)$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_n} = \frac{2\pi}{\omega_n T_0} \quad (4.10)$$

A resposta obtida recebe a nomenclatura de solução de referência, sendo também apresentada na Figura 19. No comparativo com a solução obtida pela método do balanço harmônico designada por "solução expandida", observa-se que a aproximação

é válida até o momento em que a amplitude de movimento atinge o valor de 0,750 rad (ver Tabela 3).

FIGURA 19 – Relação frequência-amplitude do movimento para monopile.



FONTE: **AUTOR (2018)**

TABELA 3 – Comparativo da resposta entre a solução expandida e solução de referência.

Ω	Sol. Referência	Sol. Expandida	Erro (%)
1,0001	0,0999	0,0999	0,0000
1,0039	0,4995	0,4992	0,0631
1,0113	0,7493	0,8303	9,7534
1,0320	0,9991	1,4844	32,6907

FONTE: **(AUTOR (2018))**

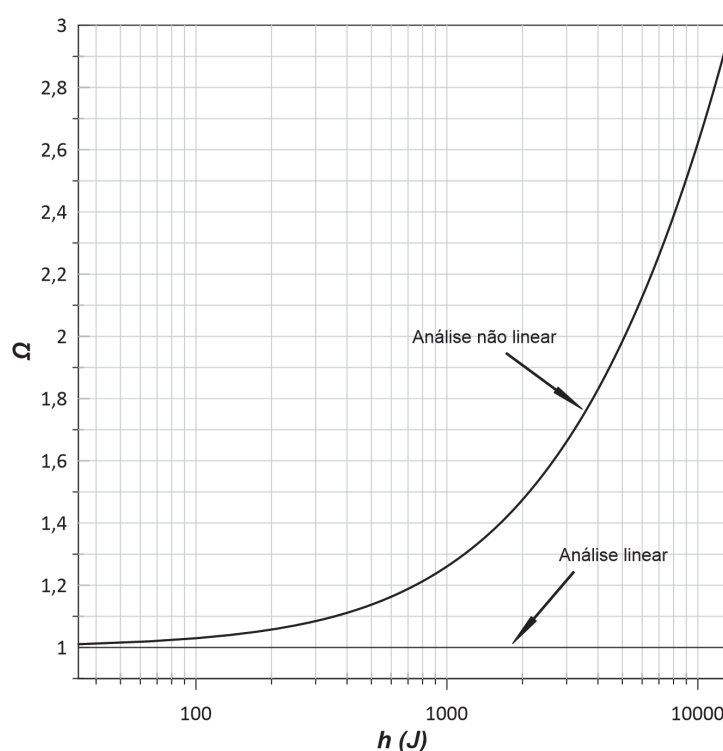
Segundo Stewart (2012), a máxima oscilação experimentada pela monopile quando solicitada pela carga de onda é de aproximadamente 0,139 rad, faixa em que a expansão em séries de potência até ordem cúbica apresenta excelente representação da equação original.

A variação da amplitude de movimento do sistema com a variação da frequência de vibração indica outra importante características de sistemas dinâmicos não lineares, a dependência entre a variação da frequência de vibração com a variação da energia. Tal propriedade é descrita através da curva frequência-energia (GAVASSONI, 2012).

Essa relação é obtida primeiramente calculando-se as amplitudes dos harmônicos em função das frequências na Equação (4.7), as quais são substituídas na Equação (4.5) para o deslocamento, que então é substituído na Equação (3.15).

A curva da relação frequência-energia é mostrada na Figura 20, onde observa-se que a frequência de vibração cresce a medida que o valor da energia também aumenta. Segundo Kerschen, Peeters et al. (2009) esse comportamento indica um ganho de rigidez do sistema a medida que a frequência varia, corroborando o resultado apresentado pela relação frequência-amplitude.

FIGURA 20 – Curva frequência-energia para monopile.

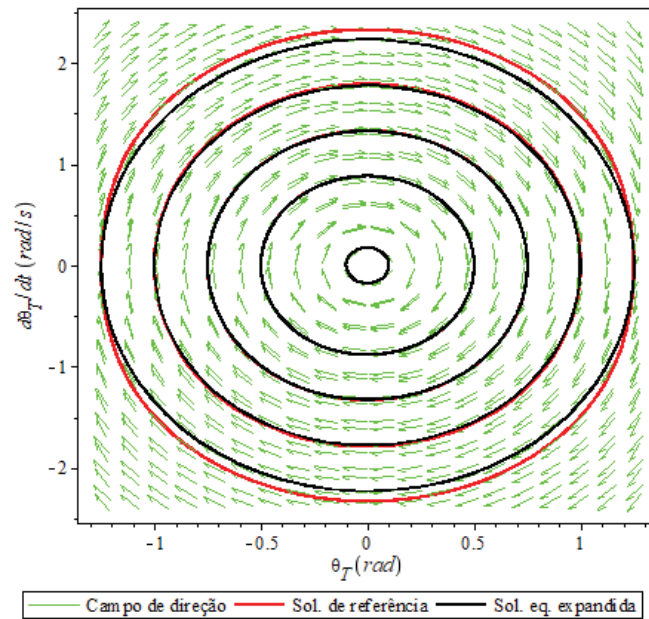


FONTE: **AUTOR (2018)**

A configuração do espaço fase para sistemas dinâmicos não lineares é outra ferramenta adequada para obtenção das características qualitativas do sistema quando os efeitos não lineares são estudados. Também apresenta-se como uma maneira adequada para aferição do nível de aproximação da solução dada pela Equação (4.2) e a solução numérica das Equações originais de movimento (4.1). Apresenta-se na Figura 21 a configuração do espaço fase do sistema que descreve a monopile. Nesse diagrama as linhas vermelhas correspondem às orbitas obtidas através da integração da Equação (4.1) e as linhas pretas referem-se às orbitas encontradas pela integração da Equação (4.2). As condições iniciais para cada uma das orbitas são aumentadas até o momento em que observa-se uma variação entre a resposta obtida pela equação expandida e de referência.

Observa-se que o sistema apresenta uma configuração do tipo centro para quaisquer que sejam as condições iniciais usadas na análise, significando que o sistema apresenta uma órbita de oscilação estável em torno do ponto de equilíbrio estático durante todo o tempo de movimento. Observa-se através da Figura 21 que dentro do domínio de validade, a resposta da integração numérica da Equação (4.2) equivale-se a resposta apresentada pela equação do movimento original.

FIGURA 21 – Espaço fase do sistema sobre vibração livre para monopile.



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: Linhas vermelhas - solução de referência; Linhas pretas - solução da equação expandida

4.2.2 Vibração forçada amortecida

Nesta seção analisa-se a resposta do sistema sob vibração forçada de natureza harmônica com atuação transversal a torre e uniformemente distribuída ao longo de todo o comprimento do sistema, com uma frequência de oscilação igual a ω . Essa abordagem permite aos projetistas durante um estudo preliminar a obtenção de importantes informações a respeito do comportamento dinâmico forçado de sistemas não lineares (GAVASSONI, 2012). Sendo a força externa atuante expressa por:

$$F_5 = F_0 \cos(\omega t), \quad (4.11)$$

onde, F_0 refere-se a amplitude da força harmônica. Adicionando-se o amortecimento no sistema e dividindo-se a equação do movimento pelo coeficiente inercial da Equação (4.2) e utilizando-se a Equação (4.11) obtém-se a expressão que descreve o movimento

forçado da turbina eólica offshore monopile sem TMD:

$$\ddot{\theta}_T + 2\omega_n \xi_T \dot{\theta}_T + \frac{k_T}{(I_T + A_{55})} \theta_T - \frac{m_T g L_T}{(I_T + A_{55})} \left\{ \theta_T - \frac{1}{6} \theta_T^3 \right\} + \frac{\rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2}{(I_T + A_{55})} \left\{ \frac{1}{8} \theta_T + \frac{11}{48} \theta_T^3 \right\} = \bar{F}_5 \cos(\omega t), \quad (4.12)$$

onde, \bar{F}_5 é expresso por:

$$\bar{F}_5 = \frac{F_0}{(I_T + A_{55})}. \quad (4.13)$$

O valor de $\bar{F}_5=0,500$ é adotado como valor de referência, valor representativo da amplitude máxima de onda para a frequência de trabalho da monopile. Desse modo, o parâmetro adimensional de carga externa, Γ , é definido da seguinte maneira:

$$\Gamma = \frac{\bar{F}_5}{\bar{F}_5 = 0,500} = 2,000 \bar{F}_5, \quad (4.14)$$

substituindo-se os coeficientes numéricos apresentados na Tabela 2 na Equação (4.12) obtêm-se:

$$\ddot{\theta}_T + 3,518 \xi_T \dot{\theta}_T + 3,094 \theta_T + 0,110 \theta_T^3 = \bar{F}_5 \cos(\omega t) \quad (4.15)$$

Para obtenção das curvas de ressonância, o método do balanço harmônico é utilizado com a seguinte aproximação.

$$\theta_T = X_1 \cos(\omega t) + X_2 \sin(\omega t) \quad (4.16)$$

Substituindo-se a Equação (4.16) na Equação (4.15), realizando-se as operações pertinentes juntamente com as relações trigonométricas presentes no Anexo A e agrupando-se os termos de harmônico de primeira ordem com os termos em comum de seno e cosseno, obtém-se o sistema de equações algébricas:

$$3,518 \xi_T \omega X_2 + \left(3,094 + 0,110 X^{*2} - \omega^2 \right) X_1 = \bar{F}_5, \quad (4.17)$$

$$-3,518 \xi_T \omega X_1 + \left(3,094 + 0,110 X^{*2} - \omega^2 \right) X_2 = 0 \quad (4.18)$$

Elevando-se as Equações (4.17) e (4.18) ao quadrado e adicionando-as uma a outra, se obtém a relação frequência-amplitude, expressar por:

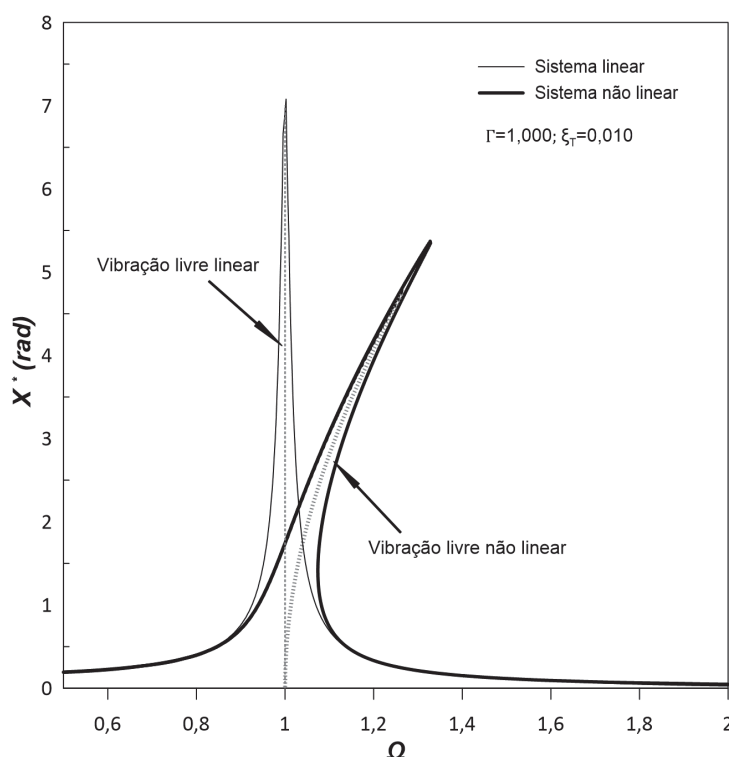
$$\left\{ (3,518 \xi_T \omega)^2 + \left(3,094 + 0,110 X^{*2} - \omega^2 \right)^2 \right\} X^{*2} = \bar{F}_5^2, \quad (4.19)$$

onde, X^* é dado pela seguinte relação:

$$X^* = \sqrt{X_1^2 + X_2^2}, \quad (4.20)$$

através da Equação (4.19) obtêm-se as curvas de ressonância mostradas na Figura 22, juntamente com a resposta obtida pelo sistema linear. Observa-se através da Figura 22 que a resposta para o sistema não linear apresenta valores menores de amplitude de movimento em comparação com a resposta apresentada pelo sistema linear, com o sistema não linear apresentando o pico de oscilação máximo em uma região de frequência diferente da frequência natural de vibração da estrutura. Segundo Nayfeh e Mook (2008), essa diferença nas amplitudes de movimento entre o sistema não linear e o sistema linear, é consequência das não linearidades do sistema.

FIGURA 22 – Comparativo entre sistema linear x sistema não linear para resposta da curva de ressonância.



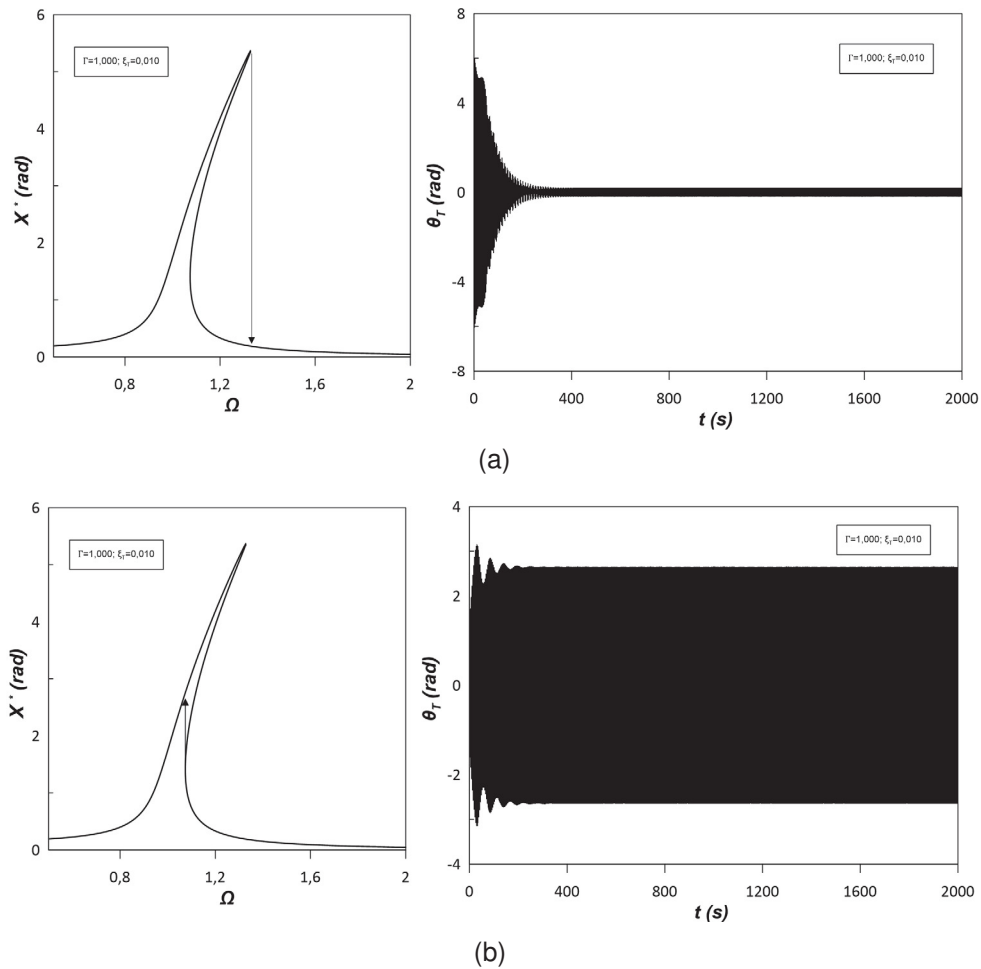
FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: Linha contínua: ramos estáveis; Linha tracejadas: ramos instáveis

Nota-se também através da Figura 22 a presença dos fenômenos não lineares de enrijecimento dinâmico como previamente observado na vibração livre, e o fenômeno não linear de salto dinâmico. Segundo Kerschen, Worden et al. (2006), o fenômeno de salto dinâmico corresponde a uma transição súbita entre atratores estáveis ocasionada pelo fenômeno de histerese dinâmica, com o salto dinâmico traduzindo-se fisicamente como uma mudança brusca da amplitude de movimento para pequenas variações na frequência de oscilação da força externa atuante (GAVASSONI, 2012). Através da integração numérica da equação do movimento (4.12) o fenômeno de salto dinâmico é verificado, considerando-se uma pequena perturbação na ordem de 0,010 na frequência

de vibração do sistema, com os resultados obtidos apresentados na Figura 23.

FIGURA 23 – Solução numérica: perturbação na frequência de vibração do sistema.

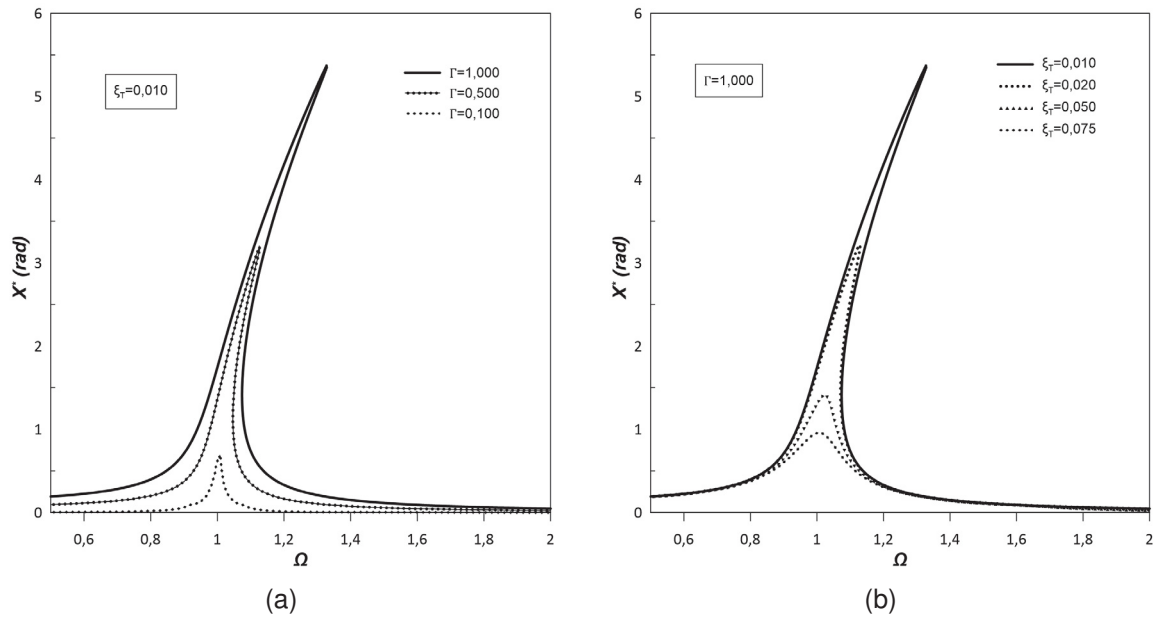


FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Perturbação positiva na frequência de vibração; (b) Perturbação negativa na frequência de vibração

Observa-se através da Figura 23a que uma perturbação positiva na frequência de vibração ocasiona uma transição entre amplitudes de movimento, fazendo o sistema vibrar com oscilações menores que as condições iniciais. O contrário também é observado, considerando-se uma perturbação negativa na frequência de vibração, com o sistema apresentando então, amplitudes de movimento maiores que as condições iniciais consideradas (Figura 23b).

Na Figura 24 são mostradas as sensibilidades das respostas nas curvas de ressonância à variação dos parâmetros de amplitude de carga externa, Γ (Figura 24a), e ao de amortecimento estrutural, ξ_T (Figura 24b).

FIGURA 24 – Sensibilidade das curvas de ressonância em relação aos parâmetros de Γ e ξ_T .

FONTE: **AUTOR (2018)**

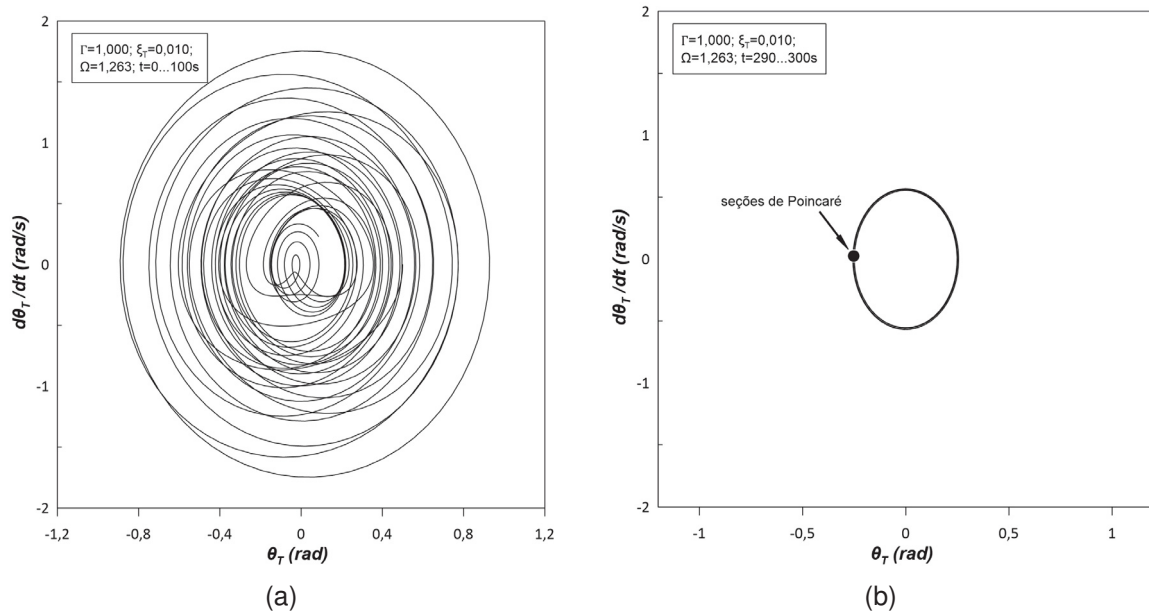
LEGENDA: (a) Sensibilidade a amplitude da carga externa (Γ); (b) Sensibilidade ao amortecimento estrutural (ξ_T)

Observa-se através da Figura 24 que o aumento na amplitude da onda, Γ , ocasiona a amplificação da região de ressonância externa, enquanto o aumento do amortecimento estrutural, ξ_T , apenas reduz o pico de amplitude de movimento.

Verifica-se também através da Figura 24 que o fenômeno de saltos dinâmicos apresenta sensibilidade ao valor de amplitude da carga externa, Γ (ver Figura 24a), como também ao valor de amortecimento estrutural, ξ_T (ver Figura 24b), observando-se que quando os valores de $\Gamma \leq 0,100$ e $\xi_T \geq 0,050$ o fenômeno de salto dinâmico é eliminado.

Através da integração numérica no tempo da equação do movimento forçado é possível a obtenção das órbitas constituintes dos planos de fase, tanto para o regime transiente como para o permanente. Utilizando-se os valores da região de salto dinâmico Ω igual a 1,246 e Γ igual a 1,000, obtém-se os resultados plotados na Figura 25. Observa-se que no regime permanente o sistema apresenta uma orbita fechada periódica de período único representada pelo retorno de um único ponto na seção de Poincaré.

FIGURA 25 – Plano de fase para vibração forçada amortecida na região de salto dinâmico observado na Figura 22.



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Resposta transiente; (b) Resposta permanente. - $\theta_T=0,500 \text{ rad}$;
 $d\theta_T/dt=0,000 \text{ rad/s}$

4.2.3 Estabilidade

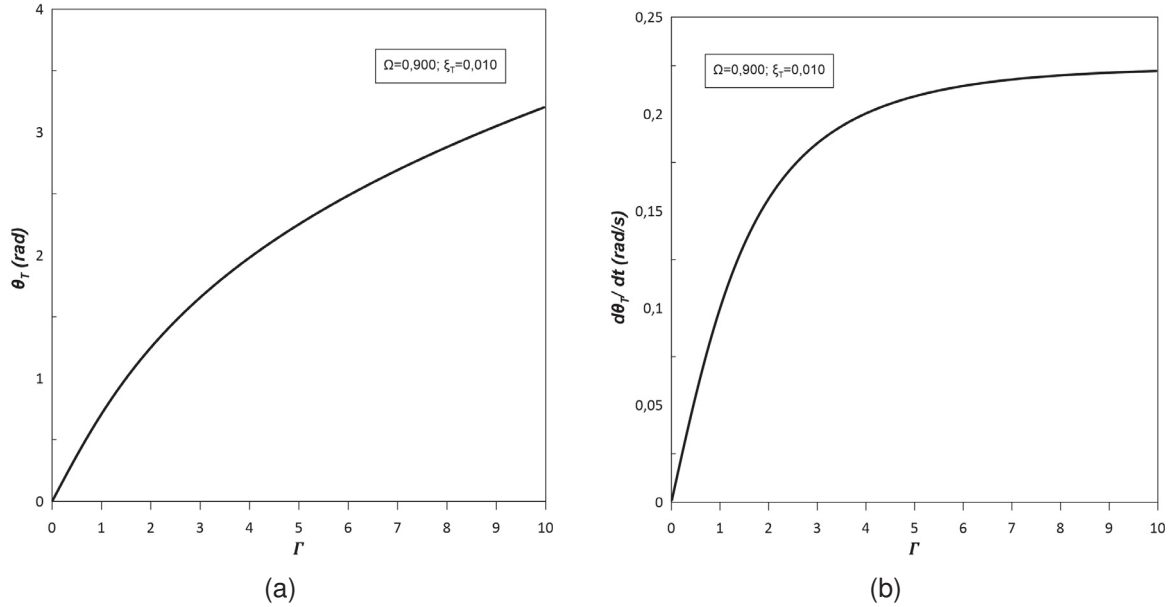
Outra característica importante dos sistemas dinâmicos não lineares refere-se ao estudo da estabilidade das suas soluções. Uma das principais ferramentas para esse estudo são os diagramas de bifurcação, no qual a estabilidade das soluções obtidas pela integração numérica da equação do movimento é analisada considerando-se a variação de um dos parâmetros constituintes do sistema (GAVASSONI, 2012).

Para obtenção dos diagramas de bifurcação utiliza-se a Equação (4.15) com o parâmetro da amplitude da força externa, Γ , variando, enquanto os parâmetros de amortecimento estrutural, ξ_T , e frequência da oscilação, Ω , são mantidos constantes. Afim de se analisar as respostas nas regiões de ressonância, sub-ressonância e super-ressonância, adotam-se os valores de frequência, Ω igual a 1,000; 0,900 e 1,263 respectivamente. Para a razão de amortecimento adota-se ξ_T o valor igual a 0,010.

O procedimento numérico para traçado do diagrama é o mesmo utilizando por Gavassoni (2012), o qual associa a técnica de multimapamento de Poincaré com o método iterativo de Newton-Raphson. Utiliza-se a técnica de Poincaré para obtenção da posição dos pontos fixos para vários níveis de carga, então o diagrama de bifurcação é traçado entre dois pontos fixos conhecidos entre dois níveis de carga adjacentes, através do método de Newton-Raphson. A estabilidade de cada ponto fixo é analisada pelos multiplicadores de Floquet. Nas Figuras 26 a 28 são plotados os diagramas

de bifurcação para as rotações e velocidades rotacionais das frequências $\Omega=0,900$, $\Omega=1,000$ e $\Omega=1,263$, respectivamente.

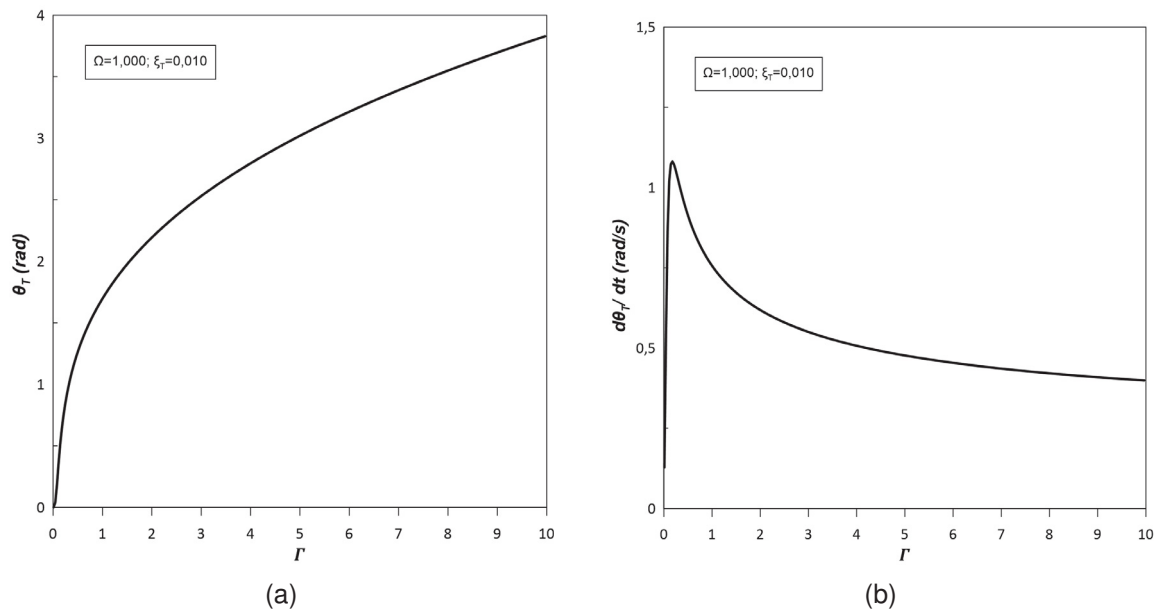
FIGURA 26 – Diagrama de bifurcação para frequência de oscilação $\Omega=0,900$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

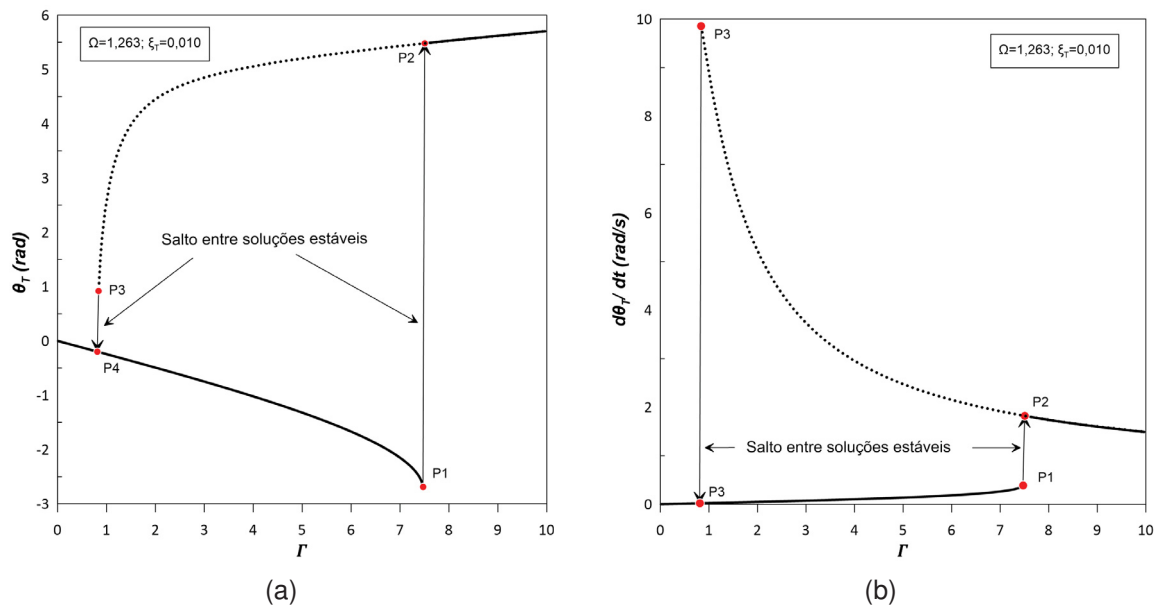
LEGENDA: (a) rotações; (b) velocidades rotacionais.

FIGURA 27 – Diagrama de bifurcação para frequência de oscilação $\Omega=1,000$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) rotações; (b) velocidades rotacionais.

FIGURA 28 – Diagrama de bifurcação com frequência de oscilação $\Omega=1,263$.FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Rotações; (b) velocidades rotacionais. Ramo 1 - linha sólida; ramo 2 - linha pontilhada

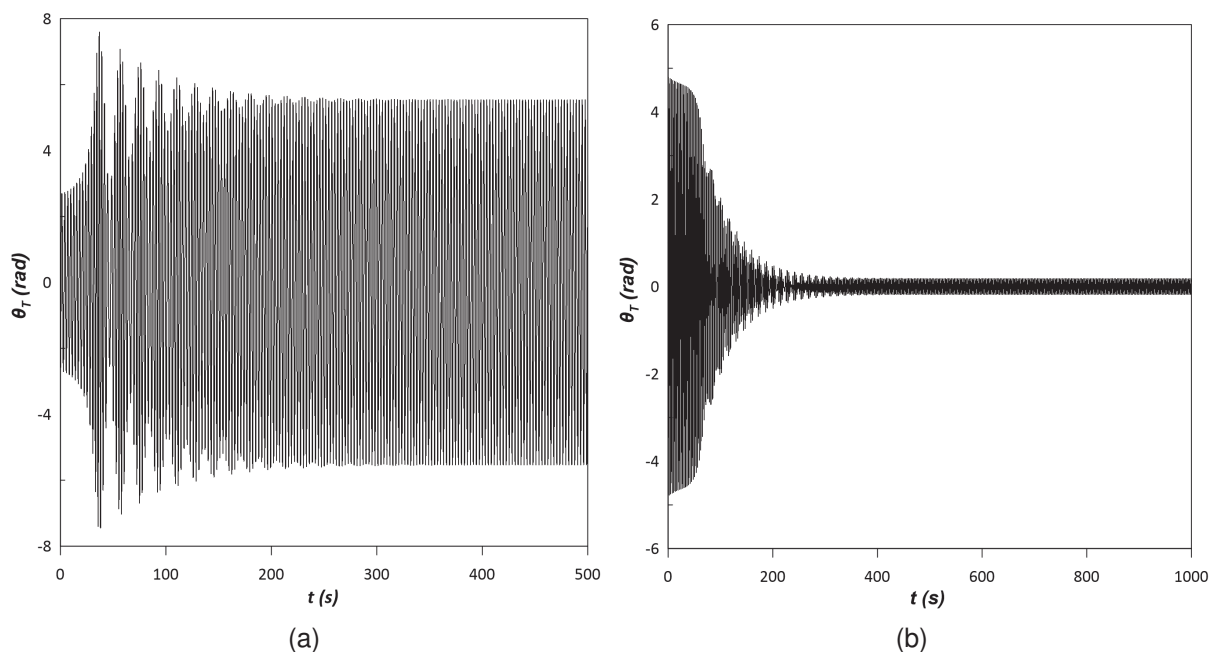
Verifica-se através das Figuras 26 e 27 que para as regiões de sub-ressonância e de ressonância externa as soluções são estáveis e mantém-se estáveis a medida que a amplitude da carga externa varia até o valor de Γ igual a 10,000, também observa-se a presença de enrijecimento dinâmico nas respostas. Porém, verifica-se na Figura 28 na região de frequência super-ressonante ($\Omega=1,263$) a presença de múltiplas soluções na resposta do sistema, com a presença de saltos entre soluções estáveis. No caso do parâmetro Γ iniciar com valor igual a zero aumentar até dez, as soluções do sistema tendem a seguir as respostas descritas pelo ramo 1 (linha sólida), até o momento em que atingem o ponto de bifurcação P1, então, sofrem um salto na amplitude de movimento para o ponto P2. Porém, quando inicia-se o valor de Γ igual à 10 e decresce-se até zero, as soluções do sistema tendem a seguir as resposta descritas pelo ramo 2 (linha pontilhada), até o momento em que Γ atinge o ponto de bifurcação P3, então, sofrem um salto na amplitude de movimento para o ponto P4. Na Tabela 4 são apresentados as coordenadas referentes aos pontos de bifurcação observados.

TABELA 4 – Coordenadas dos pontos de bifurcação apresentados na Figura 28.

Ponto	Γ	$\theta_T (rad)$	$d\theta_T/dt (rad/s)$
P1	7,469	-2,690	0,389
P2	7,502	5,482	1,820
P3	0,840	0,921	9,859
P4	0,809	-0,197	0,019

FONTE: AUTOR (2018)

O salto entre as soluções estáveis do sistema também é verificado através da integração numérica da equação do movimento, considerando-se como condições iniciais as coordenadas do ponto P1, P3 (ver Tabela 4) e a adição de uma perturbação na ordem de 0,100 na amplitude da carga externa, Γ . Os resultados obtidos são apresentados na Figura 29. Observa-se através da Figura 29a que em razão da perturbação na amplitude da carga externa, o sistema passa a vibrar com amplitudes de movimento maiores que as dadas nas condições iniciais, ilustrando a presença do salto entre soluções estáveis observado nos diagramas de bifurcação da Figura 28 para o ponto P1. O mesmo também é verificado para o ponto P3, através da Figura 29b, verifica-se a diminuição das amplitude de movimento em razão de perturbação dada em Γ .

FIGURA 29 – Solução numérica: perturbação na amplitude da carga externa (Γ) dos pontos de bifurcação P1 e P3.

FONTE: AUTOR (2018)

LEGENDA: (a) Ponto de bifurcação P1; (b) ponto de bifurcação P3.

5 SISTEMA DE DOIS GRAUS DE LIBERDADE: TURBINA EÓLICA OFFSHORE MONOPILE COM TMD

Neste capítulo a análise dinâmica é realizada para o sistema constituído pela turbina eólica offshore monopile e o controlador linear passivo de massa sincronizada (TMD). As análises linear e não linear são conduzidas, afim de se observar os efeitos que a presença e a variação de massa do TMD geram nos fenômenos e comportamentos não lineares presentes nas respostas do sistema.

5.1 ANÁLISE LINEAR

Nesta seção, a análise dinâmica linear do sistema formado pela turbina eólica offshore monopile e um controlador linear passivo de massa sincronizada (TMD) é realizada, adotando-se o valor da razão de massa (μ) do controlador igual a 1,000% da massa total (m_T) do sistema, valor esse comumente utilizado na análise de sistemas dinâmicos com controladores estruturais passivos (SOONG; COSTANTINOU, 2014). Para análise dinâmica linear do sistema monopile e TMD a hipótese de pequenos deslocamentos é considerada. Dessa maneira os termos não lineares presentes nas equações do movimento (3.31) e (3.32) podem ser excluídos da análise. Assim, as equações do movimento que descrevem o sistema monopile e controlador para análise dinâmica linear são:

$$\begin{aligned}
 & (I_T + A_{55}) \ddot{\theta}_T + 2(I_T + A_{55}) \omega_n \xi_T \dot{\theta}_T + k_T \theta_T + m_T g \theta_T \left\{ L_{TMD} \mu - L_T \right\} + \\
 & + \frac{1}{8} \rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2 \theta_T + \frac{m_T \mu \omega_n^2}{(1 + \mu)^2} \left\{ \theta_T L_{TMD}^2 - x_{TMD} L_{TMD} \right\} + \\
 & + \frac{\sqrt{6}}{2(1 + \mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1 + 3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n L_{TMD}^2 \dot{\theta}_T - m_T \mu \omega_n L_{TMD} \dot{x}_{TMD} \right\} \\
 & = F_0 \cos(\omega t),
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned}
 & m_T \mu \ddot{\theta}_T + \frac{\sqrt{6}}{2(1 + \mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1 + 3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n \dot{x}_{TMD} - m_T \mu \omega_n L_{TMD} \dot{\theta}_T \right\} + \\
 & + \frac{m_T \mu \omega_n^2}{(1 + \mu)^2} \left\{ x_{TMD} - L_{TMD} \theta_T \right\} - m_T \mu g \theta_T = 0
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

5.1.1 Vibração forçada amortecida

Substituindo-se os coeficientes numéricos da Tabela 2 nas Equações (5.1) e (5.2), juntamente com a aplicação do método do balanço harmônico e do método do comprimento do arco para o traçado do diagrama, é possível a determinação das

curvas de ressonância para o sistema monopile e controlador na análise dinâmica linear a vibração forçada amortecida. Para aplicação do método do balanço harmônico, a solução do sistema é aproximada através das seguintes expressões:

$$\theta_T = X_1 + X_2 \cos(\omega t) + X_3 \sin(\omega t), \quad (5.3)$$

$$x_{TMD} = X_4 + X_5 \cos(\omega t) + X_6 \sin(\omega t) \quad (5.4)$$

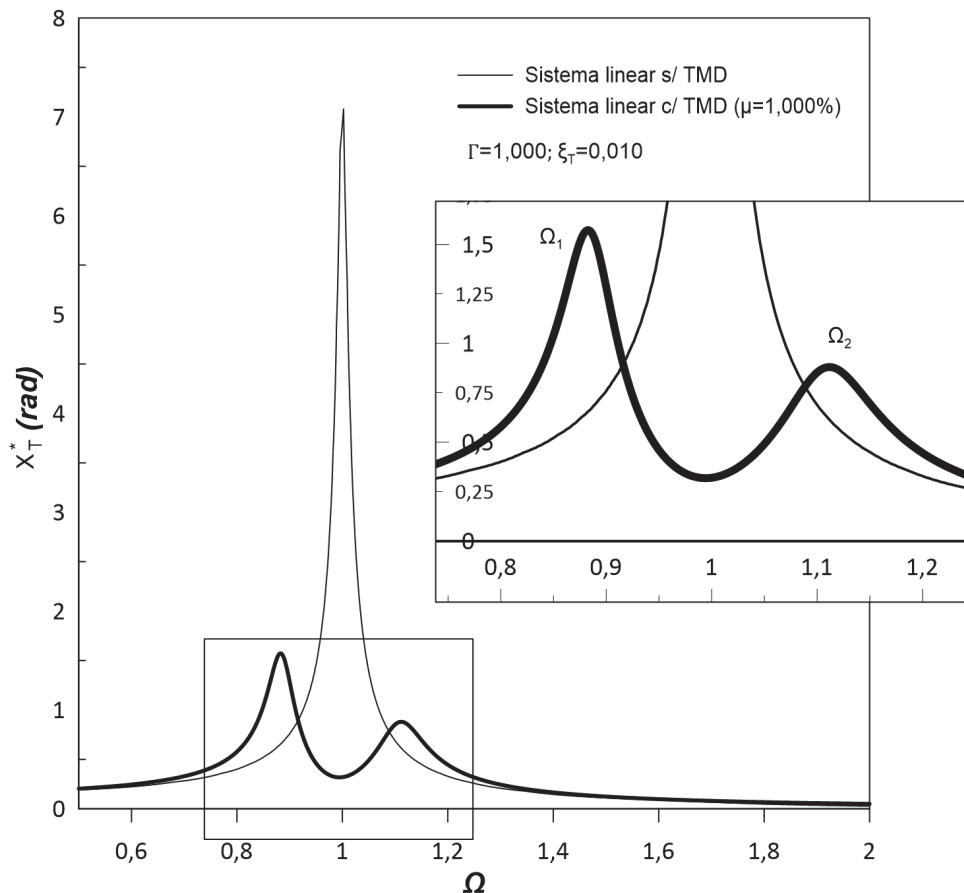
para simplificação das curvas utilizam-se as seguintes expressões:

$$X_T^* = \sqrt{X_1^2 + X_2^2 + X_3^2}, \quad (5.5)$$

$$X_{TMD}^* = \sqrt{X_4^2 + X_5^2 + X_6^2} \quad (5.6)$$

A curva de ressonância obtida através do uso do método do balanço harmônico é apresentada na Figura 30. Observa-se através da Figura 30 que a presença do TMD no sistema ocasiona uma redução de aproximadamente 95,5% nas vibrações para a região de frequência $\Omega=1,000$.

FIGURA 30 – Curva de ressonância do sistema linear monopile c/ TMD a vibração forçada amortecida.



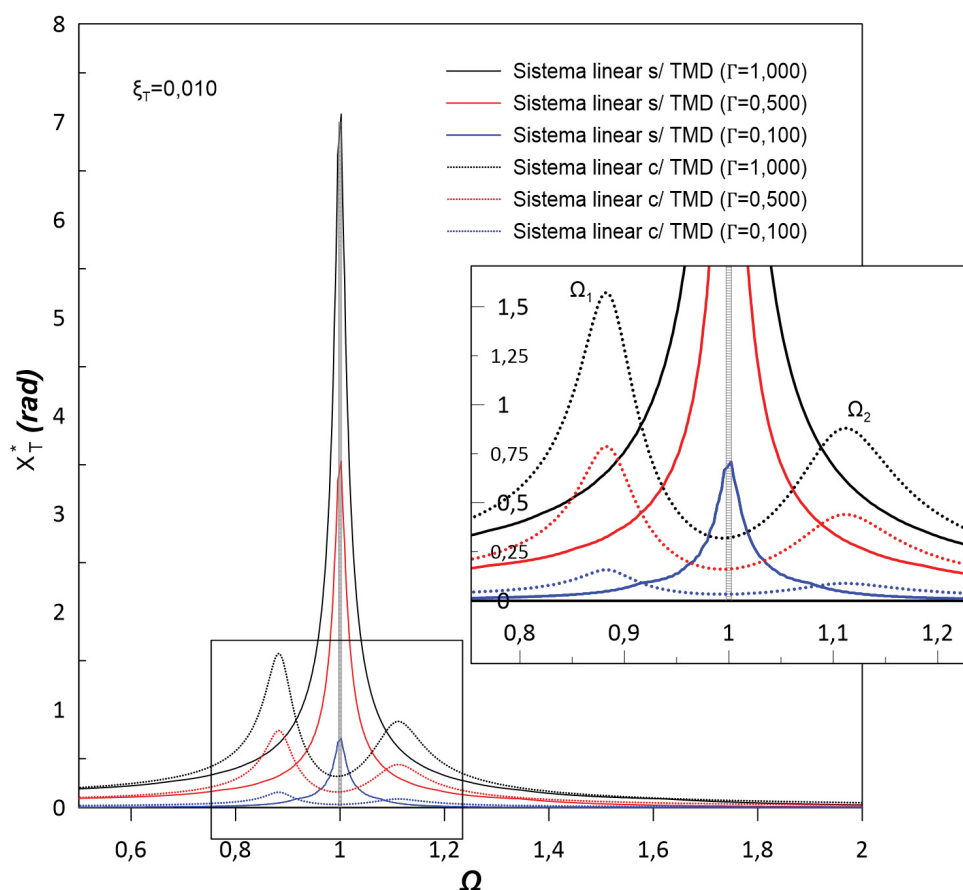
FONTE: AUTOR (2018)

Pode-se notar também através da Figura 30 que a presença do TMD gera a degeneração de duas novas frequências de pico, denominadas de frequência de sub-ressonância Ω_1 e frequência de super-ressonância Ω_2 . Observa-se que nas regiões de $\Omega_1=0,880$ e $\Omega_2=1,110$ o sistema principal apresenta uma amplificação das vibrações em comparação ao caso sem TMD.

O surgimento das duas novas frequências de pico observadas na Figura 30 são segundo Soong e Constantinou (2014), o aspecto crítico no projeto e dimensionamento de controladores lineares passivos, pois em caso da perda de sintonia entre a frequência de vibração do TMD e a frequência de vibração da estrutura principal, a presença do TMD no sistema passa a ocasionar efeitos deletérios à segurança estrutural. No caso das estruturas offshore, o pico na frequência de sub-ressonância Ω_1 pode acabar se aproximando da frequência natural de oscilação da onda, ocasionando efeitos indesejados à segurança e ao funcionamento estrutural dessas estruturas.

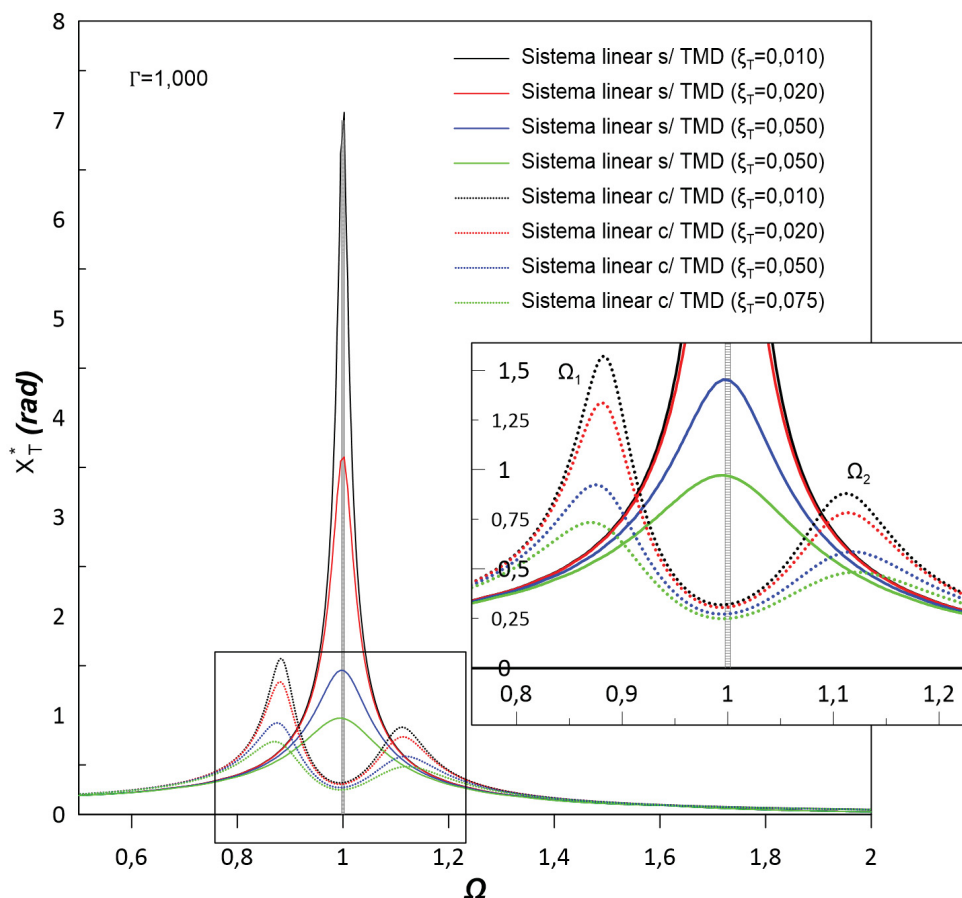
A análise da sensibilidade das respostas nas curvas de ressonância à variação dos parâmetros de amplitude da carga externa, Γ , e de amortecimento estrutural, ξ_T , são apresentadas nas Figuras 31 e 32, respectivamente.

FIGURA 31 – Influência da variação do parâmetro Γ na resposta das curvas de ressonância do sistema linear monopile c/TMD à vibração forçada amortecida.



FONTE: AUTOR (2018)

FIGURA 32 – Influência da variação do parâmetro ξ_T na resposta das curvas de ressonância do sistema linear monopile c/TMD à vibração forçada amortecida.



FONTE: AUTOR (2018)

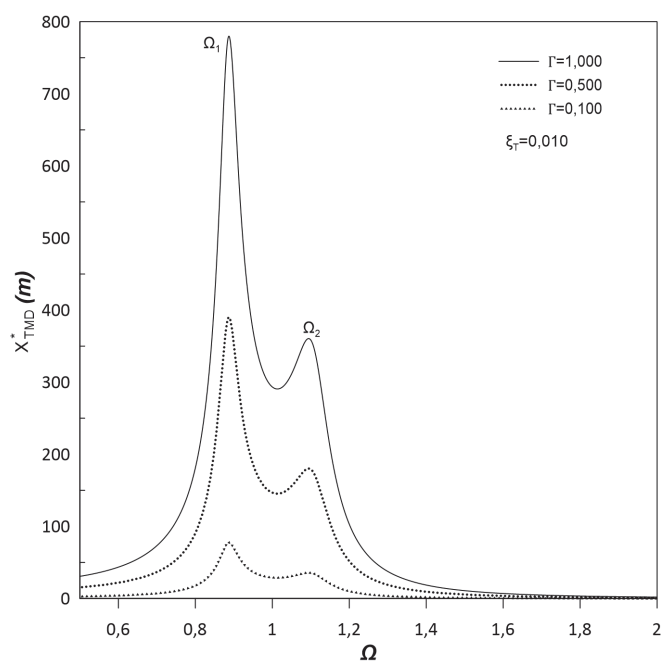
Pode-se notar através das Figuras 31 e 32 que a resposta do sistema linear com o TMD apresenta influência a variação dos parâmetros Γ e ξ_T , porém, observa-se um efeito maior na redução da amplitude de vibração com a variação da amplitude da carga externa do que em relação à variação do amortecimento estrutural.

Observa-se através da Figura 32 que a presença do TMD no sistema linear ocasiona uma maior redução das vibrações em comparação com o maior valor de amortecimento estrutural ξ_T estudado no sistema linear sem TMD, tornando dessa maneira, a utilização do TMD uma solução interessante para a redução das vibrações em sistemas dinâmicos estruturais, em razão de possuir uma aplicabilidade mais fácil do que a alteração do parâmetro de amortecimento estrutural do sistema principal.

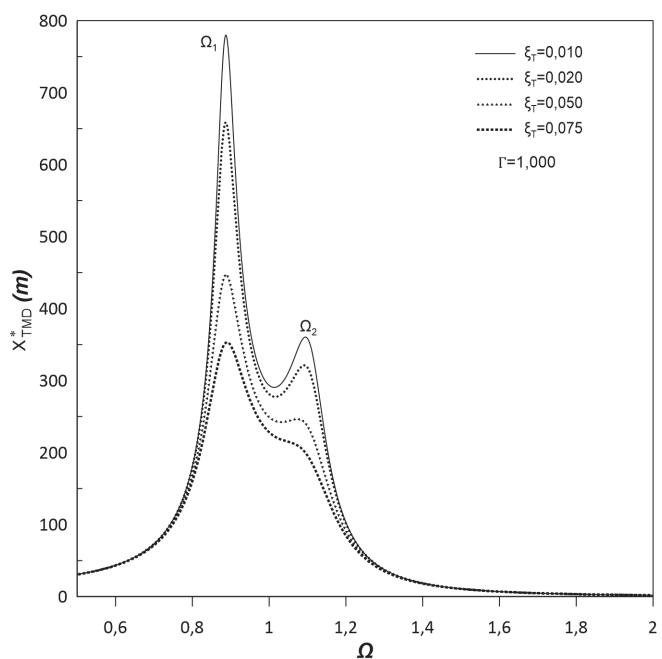
As curvas de ressonância para o deslocamento do controlador descritas pela Equação (5.6) para a análise dinâmica linear são apresentadas na Figura 33. Observa-se que as respostas do controlador apresentam oscilações excessivas que acabam por superar os limites físico de atuação no interior da nacela. Melhores valores para o deslocamento do controle podem ser obtidos através da consideração de uma carga

externa mais realista do comportamento de ondas. Segundo Faltinse (1990), as cargas de onda apresentam amplitude de carga variável com a frequência de oscilação e não fixa como considerada nesse estudo, assim, por consequência, apresentando valores menores de oscilação.

FIGURA 33 – Influência da variação dos parâmetros Γ e ξ_T na resposta das curvas de ressonância do TMD no sistema linear a vibração forçada amortecida.



(a)



(b)

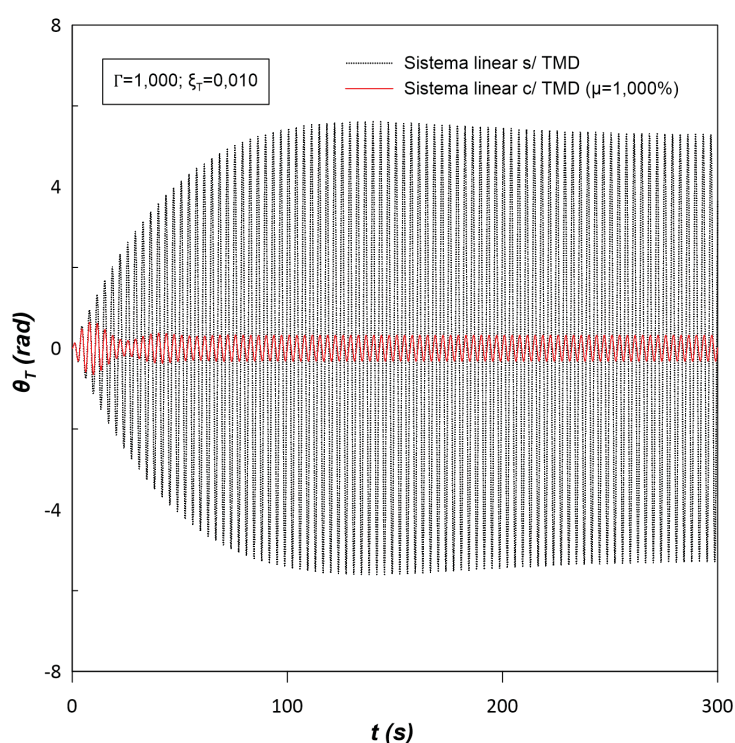
FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Sensibilidade a variação de Γ ; (b) sensibilidade a variação ξ_T

Observa-se através da Figura 33 que as curvas de ressonância dos deslocamentos do TMD também apresentam sensibilidade a variação dos parâmetros Γ e ξ_T , porém, como observado nas resposta do sistema principal, o deslocamento do TMD apresenta uma maior sensibilidade a variação do parâmetro de amplitude da carga externa, Γ . Essa maior sensibilidade a Γ , ilustra que com a consideração da atuação de uma força externa de comportamento mais próximo do real, as oscilações do TMD seriam consideravelmente reduzidas.

A redução das vibrações do sistema linear principal também pode ser observada através da resposta ao longo do tempo. Para determinação da resposta ao longo do tempo do sistema linear monopile com a presença do TMD, as equações do movimento são integradas numericamente, tendo a resposta obtida para a região de frequência $\Omega=1,000$ apresenta na Figura 34.

FIGURA 34 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema linear monopile c/ TMD na região de frequência $\Omega=1,000$ - $\theta_T \times t$.

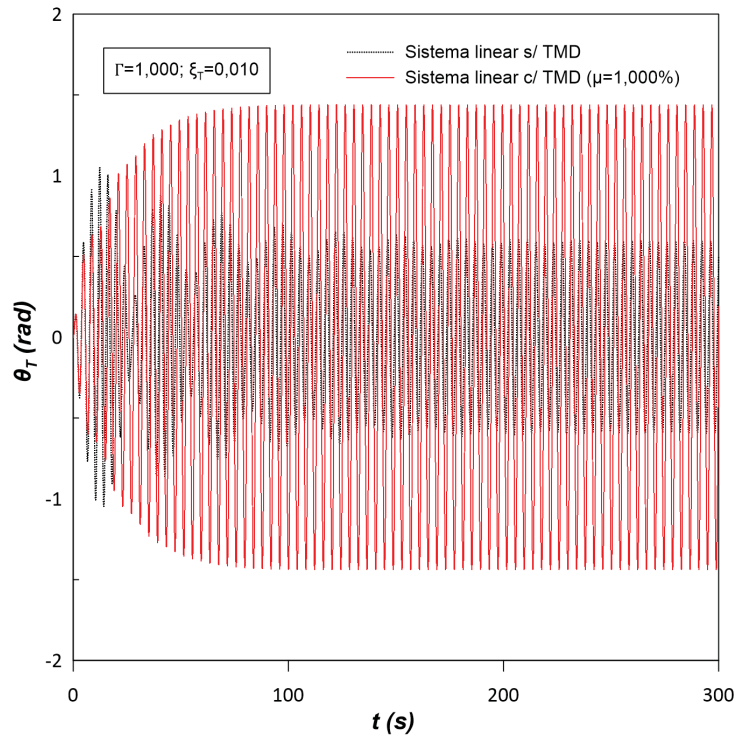


FONTE: **AUTOR (2018)**

Observa-se através da Figura 34 que a presença do TMD no sistema linear ocasiona uma redução nas vibrações em comparação a resposta do sistema linear sem o TMD. Com a redução das vibrações chegando a aproximadamente 94% no regime permanente. Pode-se notar através da Figura 34 que a presença do controlador no sistema linear à vibração forçada amortecida, ocasiona o aparecimento de uma região de resposta transiente com duração aproximada de 70 s (segundo).

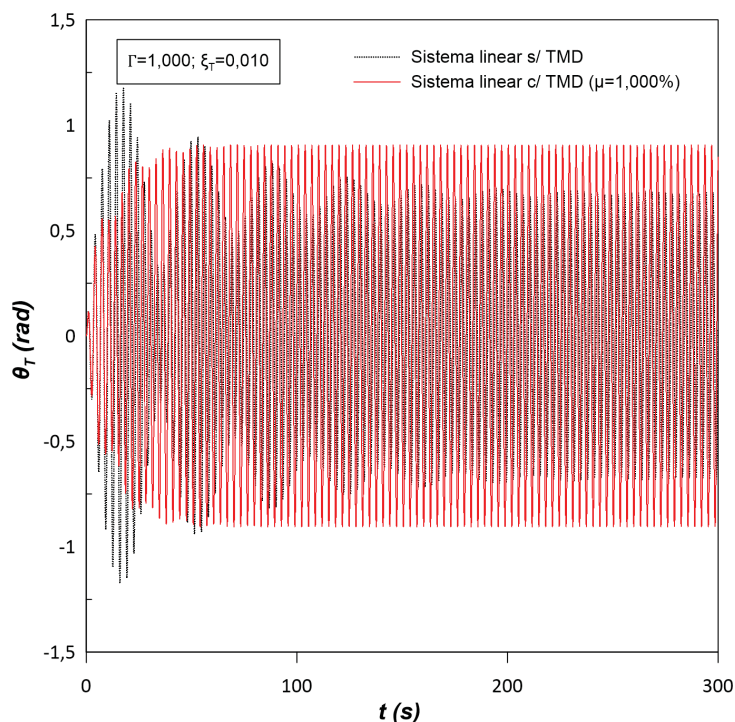
As respostas ao longo do tempo para as novas frequências de pico Ω_1 e Ω_2 , são apresentadas nas Figuras 35 e 36, respectivamente. Observa-se através das Figuras 35 e 36 que as respostas ao longo do tempo para o sistema linear principal com TMD nas regiões de frequência $\Omega_1=0,880$ e $\Omega_2=1,110$ apresentam uma amplificação das vibrações, fato já observado anteriormente através das curvas de ressonância.

FIGURA 35 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema linear monopile c/ TMD na região de frequência de pico $\Omega_1=0,880$ - $\theta_T \times t$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

FIGURA 36 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema linear monopile c/ TMD na região de frequência de pico $\Omega_2=1,110 - \theta_T \times t$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

Observa-se também através das Figuras 35 e 36 que nas regiões de frequência $\Omega_1=0,880$ e $\Omega_2=1,110$ a presença do TMD no sistema linear ocasiona uma redução da resposta no regime transiente, passando a apresentar as repostas no regime permanente a partir de um tempo de oscilação menor, comportamento esse próximo ao característico de regiões de ressonância externa.

Na Tabela 5 são apresentadas as reduções e amplificações das respostas ao longo do tempo no regime permanente em razão da presença do TMD no sistema linear. Observa-se através da Tabela 5 a efetividade do TMD na redução das vibrações, alcançando aproximadamente 94% para a região de frequência $\Omega=1,000$. Como também pode se observar as amplificações das vibrações ocasionadas pelo aparecimento das duas novas frequências de pico Ω_1 e Ω_2 , alcançando uma amplificação de 141,137% e 33,040% em cada região, respectivamente.

TABELA 5 – Redução e amplificação das vibrações ao longo do tempo no regime permanente em razão da presença do TMD no sistema linear a vibração forçada amortecida.

Regime permanente					
		s/ TMD		c/ TMD	
Γ	ξ_T	Ω	θ_T (rad)		Efeito (%)
1,000	0,010	0,880	0,596	1,438	141,137
1,000	0,010	1,000	5,292	0,319	-93,970
1,000	0,010	1,110	0,680	0,905	33,040

FONTE: AUTOR (2018)

LEGENDA: (-) Indica uma redução das vibrações apresentadas pelo sistema linear com o TMD em comparação ao sistema sem TMD

5.2 ANÁLISE NÃO LINEAR

Nesta seção apresenta-se a análise dinâmica do sistema não linear da torre eólica offshore monopile considerando-se a atuação de um controlador passivo linear de massa sincronizada (TMD). As análises utilizando-se as curvas de ressonância, os diagramas de bifurcação, as seções de Poincaré e a integração numérica são novamente realizadas com o objetivo de analisar os efeitos que o TMD ocasiona nas respostas não lineares do sistema com dois graus de liberdade. As equações que descrevem o movimento do sistema com o controlador a vibração forçada são:

$$\begin{aligned}
 & (I_T + A_{55})\ddot{\theta}_T + 2(I_T + A_{55})\omega_n \xi_T \dot{\theta}_T + k_T \theta_T - m_T g L_T \left\{ \theta_T - \frac{1}{6} \theta_T^3 \right\} + \\
 & + m_T \mu g \left\{ L_{TMD} \theta_T + \frac{5}{6} L_{TMD} \theta_T^3 - x_{TMD} - \theta_T^2 x_{TMD} \right\} + \\
 & + \rho_w g \pi D_{mono}^2 h^2 \left\{ \frac{1}{8} \theta_T + \frac{11}{48} \theta_T^3 \right\} - \frac{m_T \mu \omega_n^2 L_{TMD}}{(1 + \mu)^2} \left\{ \frac{2}{3} L_{TMD} \theta_T^3 - \right. \\
 & - x_{TMD} - \frac{1}{2} \theta_T^2 x_{TMD} \left. \right\} + \frac{\sqrt{6}}{2(1 + \mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1 + 3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n L_{TMD} \left\{ L_{TMD} \dot{\theta}_T - \right. \right. \\
 & \left. \left. + L_{TMD} \theta_{TMD}^2 \dot{\theta}_T - \dot{x}_{TMD} + \frac{1}{2} \theta_T^2 \dot{x}_{TMD} \right\} \right\} = F_0 \cos(\omega t), \tag{5.7}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & m_T \mu \ddot{x}_{TMD} - m_T \mu g \left\{ \theta_T + \frac{1}{3} \theta_T^3 \right\} + \frac{m_T \mu \omega_n^2}{(1 + \mu)^2} \left\{ x_{TMD} - L_{TMD} \theta_T + \frac{1}{6} L_{TMD} \theta_T^3 \right\} \\
 & + \frac{\sqrt{6}}{2(1 + \mu)} \sqrt{\frac{\mu}{1 + 3\mu}} \left\{ m_T \mu \omega_n \left\{ \dot{x}_{TMD} - L_{TMD} \dot{\theta}_T + \frac{1}{2} L_{TMD} \theta_T^2 \dot{\theta}_T \right\} \right\} = 0 \tag{5.8}
 \end{aligned}$$

Para o estudo do efeito do TMD nas respostas não lineares do sistema previamente obtidas adota-se a razão de massa, μ , igual a 1,000% da massa total do sistema, m_T , valor esse comumente utilizado no dimensionamento de controladores passivos lineares na prática da engenharia civil (STEWART, 2012).

5.2.1 Vibração forçada amortecida

Para obtenção das curvas de ressonância na vibração forçada amortecida da monopile com o TMD, utiliza-se novamente o método do balanço harmônico com as soluções aproximadas descritas pelas seguintes expressões:

$$\theta_T = X_1 + X_2 \cos(\omega t) + X_3 \sin(\omega t), \quad (5.9)$$

$$x_{TMD} = X_4 + X_5 \cos(\omega t) + X_6 \sin(\omega t) \quad (5.10)$$

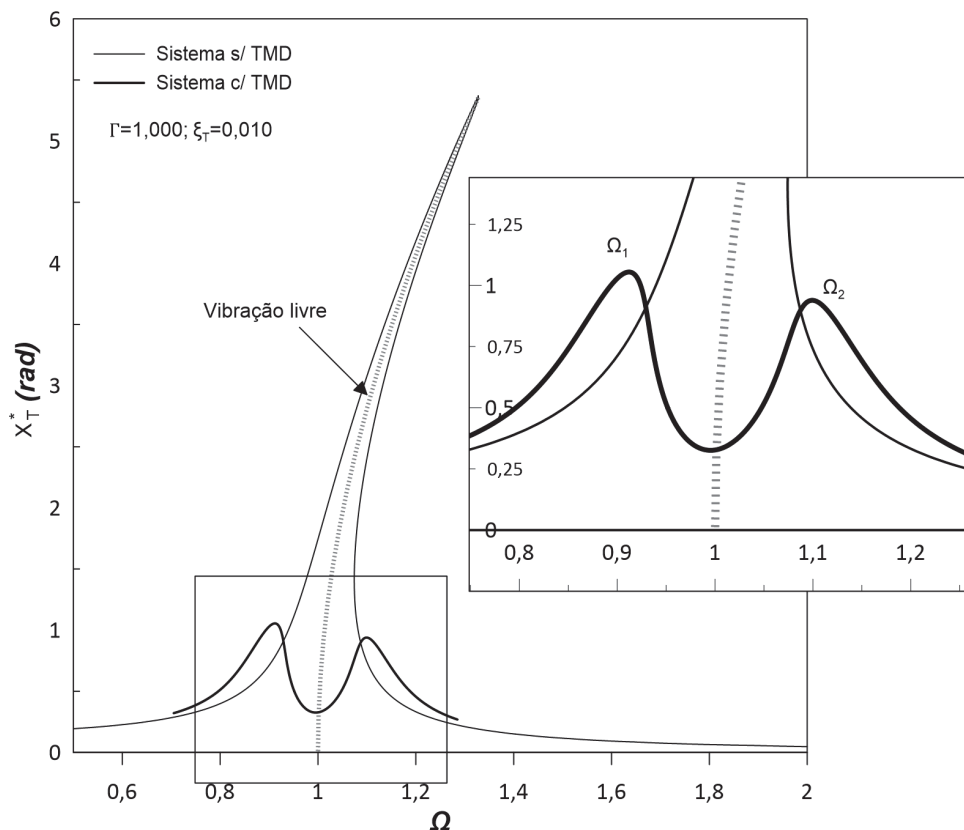
Para simplificação das curvas utiliza-se das seguintes expressões:

$$X_T^* = \sqrt{X_1^2 + X_2^2 + X_3^2}, \quad (5.11)$$

$$X_{TMD}^* = \sqrt{X_4^2 + X_5^2 + X_6^2}, \quad (5.12)$$

substituindo-se as Equações (5.9) e (5.10) juntamente com os coeficientes numéricos da Tabela 2 nas Equações (5.7) e (5.8) e utilizando-se o método do comprimento do arco para o traçado da curvas de ressonância, têm-se a resposta apresentada na Figura 37.

FIGURA 37 – Curva de ressonância do sistema não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.



FONTE: AUTOR (2018)

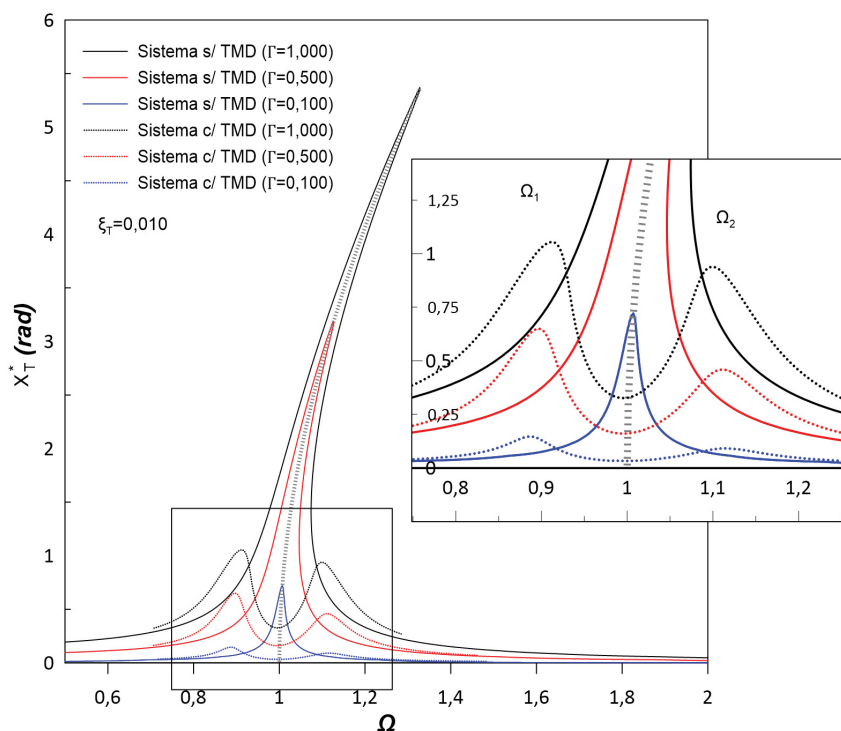
Observa-se através da Figura 37 que a presença do TMD no sistema ocasiona o desaparecimento do fenômeno não linear de salto dinâmico previamente observado para o sistema sem TMD. Nota-se também através da Figura 37 que o TMD provoca uma redução de aproximadamente 81% nas vibrações do sistema principal na região de frequência $\Omega=1,000$.

Visualiza-se também através da Figura 37 o aparecimento de duas novas frequências de pico, denominadas respectivamente, de regiões sub-ressonante (Ω_1) e super-ressonante (Ω_2). Pode-se notar que nas regiões de frequência Ω_1 e Ω_2 as vibrações do sistema principal sofrem uma amplificação em razão da presença do TMD no sistema, apresentando-se de forma mais significativa para a região de sub-ressonância (Ω_1). Com a amplificação nos deslocamentos apresentando ordem menor que há observada nas respostas do sistema linear equivalente.

Segundo Soong e Costantinou (2014), essa degeneração de duas novas frequências de pico pode apresentar efeitos indesejáveis à segurança estrutural, em especial, para o caso em que há ocorrência da perda de sincronia entre a frequência natural de vibração do controlador e a frequência natural de vibração da estrutura principal. O efeito da perda de sincronia na maioria dos casos se dá em razão de alterações na estrutura ao longo do tempo, que acabam por modificar as suas características dinâmicas. Para as estruturas offshore como as turbinas eólicas offshore, a perda de sincronia pode fazer com que os picos de vibração do sistema se aproximem da frequência natural de oscilação da força de onda, ocasionando excessivas vibrações que são contrárias à segurança estrutural.

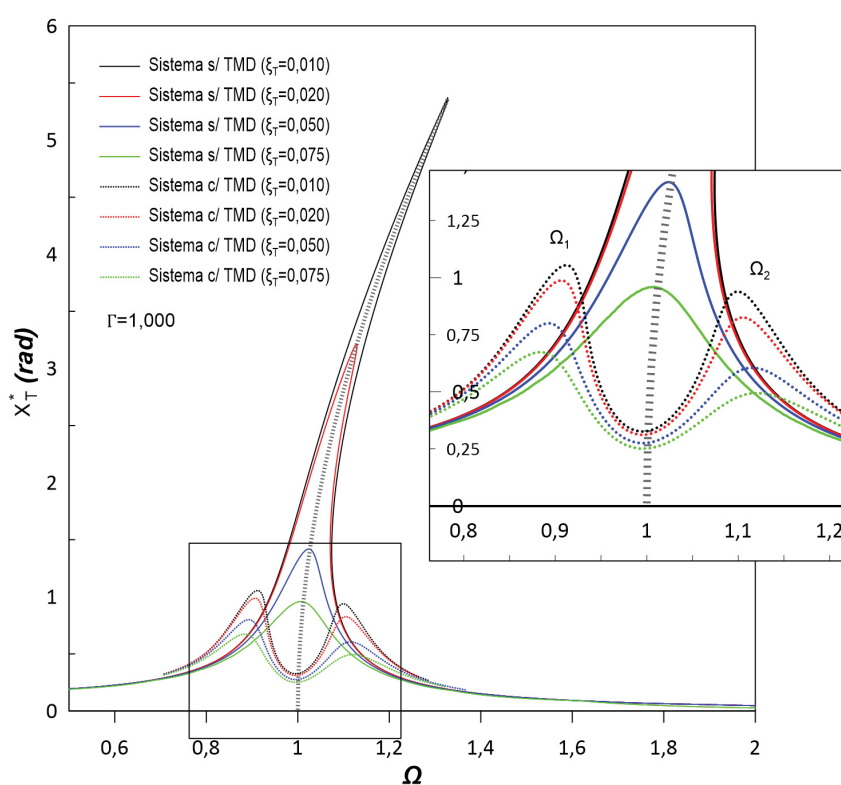
Nas Figuras 38 e 39 são apresentadas a influência que a variação do parâmetro de amplitude da carga externa, Γ , e o amortecimento estrutural, ξ_T , possuem nas curvas de ressonância do sistema não linear monopile com o TMD. Nota-se através das Figuras 38 e 39 uma maior sensibilidade das respostas em relação à variação do parâmetro, Γ , de que à variação do parâmetro, ξ_T . Sendo a variação do parâmetro de amortecimento estrutural responsável pela redução das amplitudes de oscilação nas duas novas regiões de frequência de pico, Ω_1 e Ω_2 , respectivamente.

FIGURA 38 – Influência da variação do parâmetro Γ na resposta das curvas de ressonância do sistema não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.



FONTE: AUTOR (2018)

FIGURA 39 – Influência da variação do parâmetro ξ_T na resposta das curvas de ressonância do sistema não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.

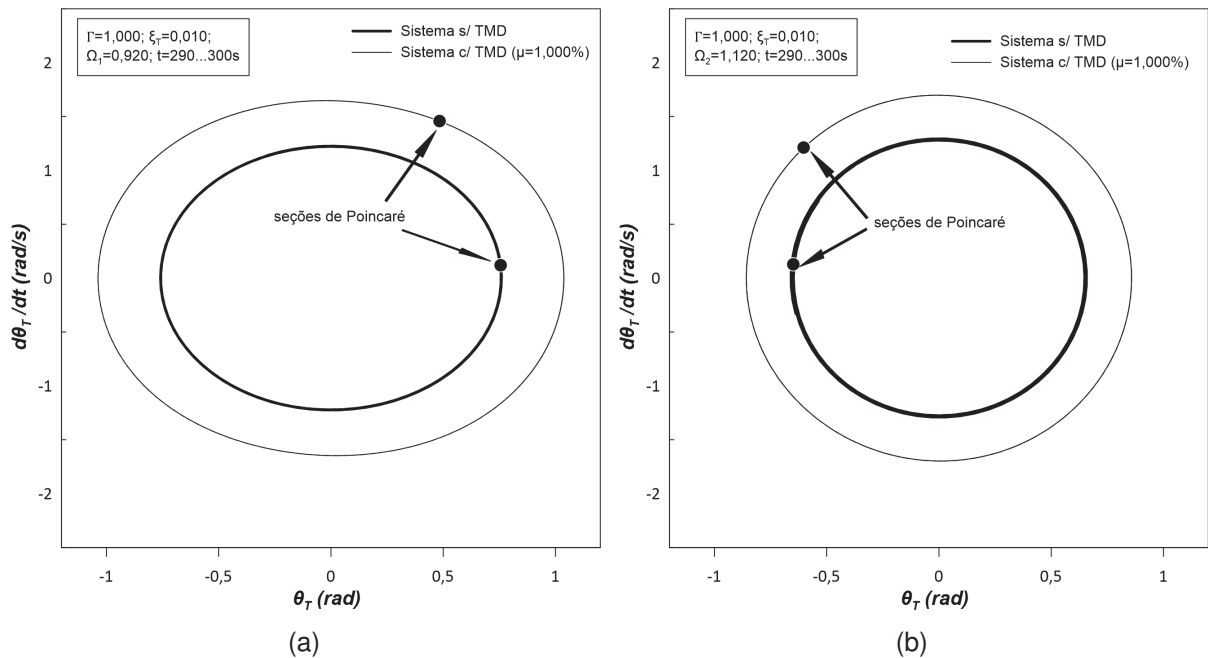


FONTE: AUTOR (2018)

Através das Figuras 38 e 39 observa-se da mesma maneira que para análise linear, que o uso do controlador linear passivo apresenta-se também para sistemas dinâmicos não lineares como uma importante ferramenta para a redução das vibrações na região de frequência $\Omega=1,000$, apresentando uma maior eficiência na redução das vibrações do que o aumento do parâmetro de amortecimento estrutural, ξ_T , (ver Figura 39).

Através da integração numérica das equações do movimento é possível a obtenção das órbitas de plano de fase e seções de Poincaré com os resultados para cada uma das regiões de sub-ressonância $\Omega_1=0,920$ e super-ressonância $\Omega_2=1,120$ apresentados nas Figuras 40a e 40b, respectivamente.

FIGURA 40 – Plano de fase no regime permanente para vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile com TMD.



FONTE: **AUTOR (2018)**

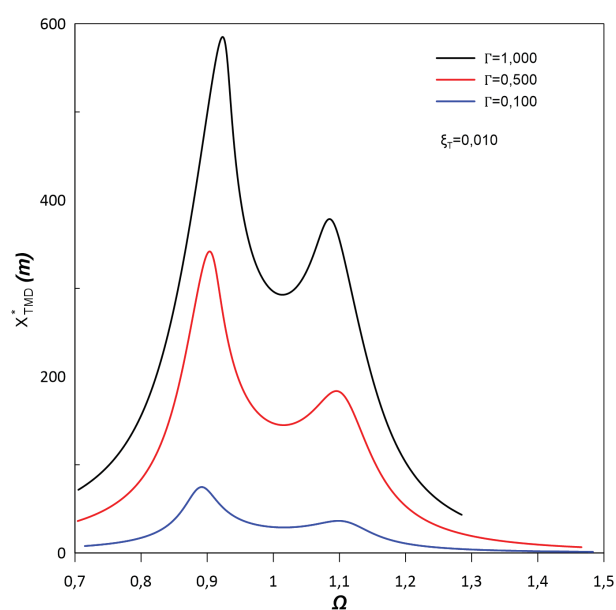
LEGENDA: (a) Região de sub-ressonância $\Omega_1=0,920$; (b) região de super-ressonância $\Omega_2=1,120$. - $\theta_T=0,500$; $d\theta_T/dt=0,000$; $x_{TMD}=0,000$; $dx_{TMD}/dt=0,000$.

Através da Figura 40 é possível observar no plano de fase órbitas periódicas fechadas de período unitário em cada uma das frequências Ω_1 e Ω_2 . Pode-se também notar através da Figura 40 um aumento nas órbitas dos planos de fase, indicando uma amplificação nas vibrações do sistema principal nas regiões de Ω_1 e Ω_2 , em razão da presença do TMD no sistema.

As curvas de ressonância para o deslocamento do controlador são descritas pela Equação (5.12) e são apresentadas nas Figuras 41 e 42. Observa-se através das Figuras 41 e 42 que o TMD apresenta oscilações excessivas. Isso ocorre em

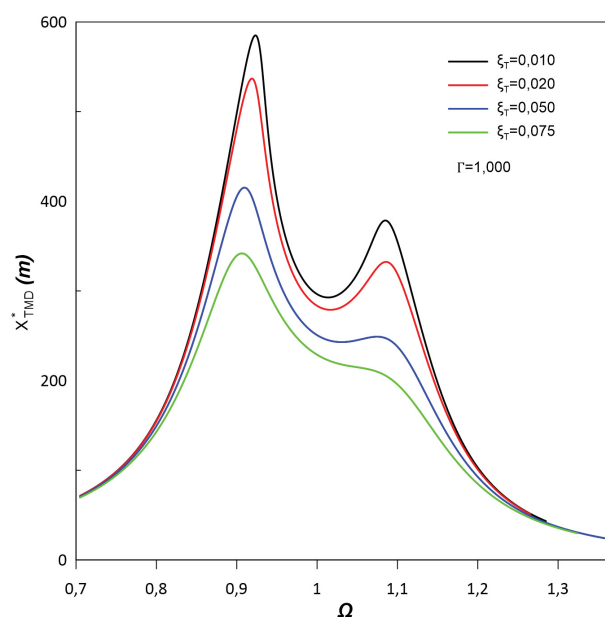
razão da forma que o controle é dimensionado, recebendo a maior parte da energia de vibração do sistema principal e a dissipando, porém com propriedades de massa, rigidez e amortecimento menores. Outro fato importante está na hipótese de carga adotada, sabe-se que a amplitude de onda não é fixa com a variação da frequência e sim, variável (FALTINSE, 1990). Desse modo, sob a ação de uma carga mais realista as amplitudes de oscilação seriam menores.

FIGURA 41 – Influência da variação do parâmetro Γ na resposta das curvas de ressonância do TMD no sistema não linear a vibração forçada amortecida.



FONTE: **AUTOR (2018)**

FIGURA 42 – Influência da variação do parâmetro ξ_T na resposta das curvas de ressonância do TMD no sistema não linear a vibração forçada amortecida.

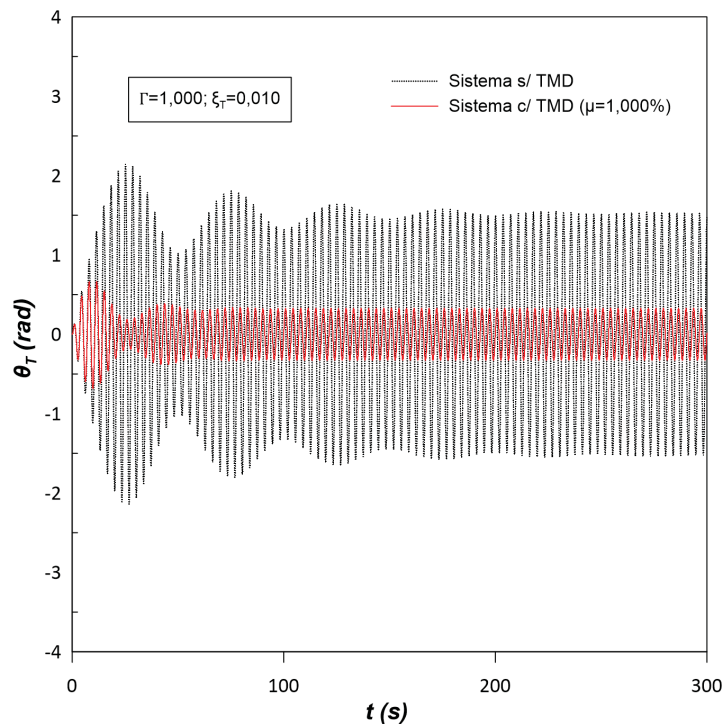


FONTE: **AUTOR (2018)**

Pode ser observado através das Figuras 38, 39, 41 e 42 que as amplitudes de deslocamentos apresentadas pelo sistema não linear são menores que as observadas anteriormente pelo sistema linear equivalente.

Pode-se observar através da curva de ressonância apresenta na Figura 37 que a presença do TMD no sistema ocasiona a redução das vibrações na região de frequência $\Omega=1,000$. Na Figura 43 ilustra-se essa redução das vibrações do sistema principal com a presença do TMD, através da respostas ao longo do tempo.

FIGURA 43 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile c/ TMD na região de frequência $\Omega=1,000 - \theta_T \times t$.

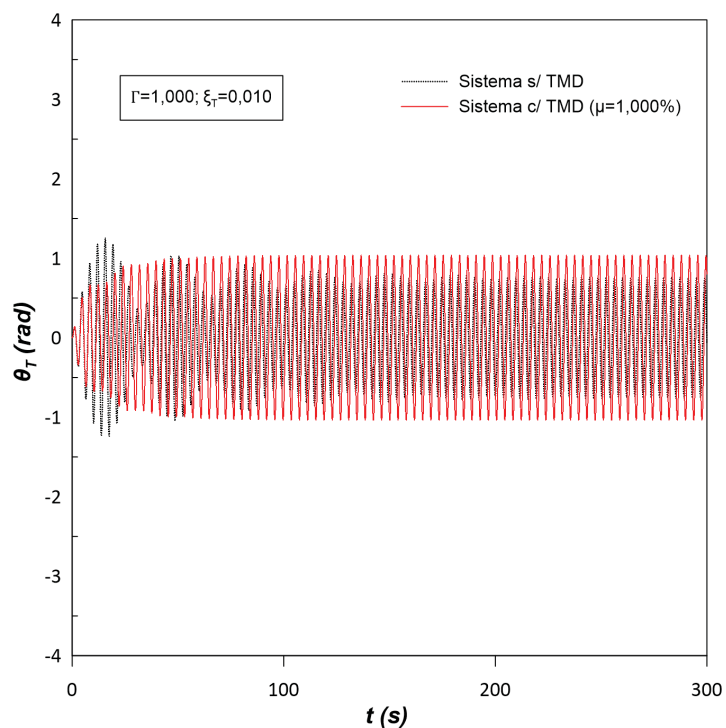


FONTE: AUTOR (2018)

Observa-se através da Figura 43 que a presença do controlador no sistema além de redução nas vibrações também ocasiona a redução do tempo necessário para início do regime permanente. Para o sistema não linear esse período de tempo é de aproximadamente 100 s.

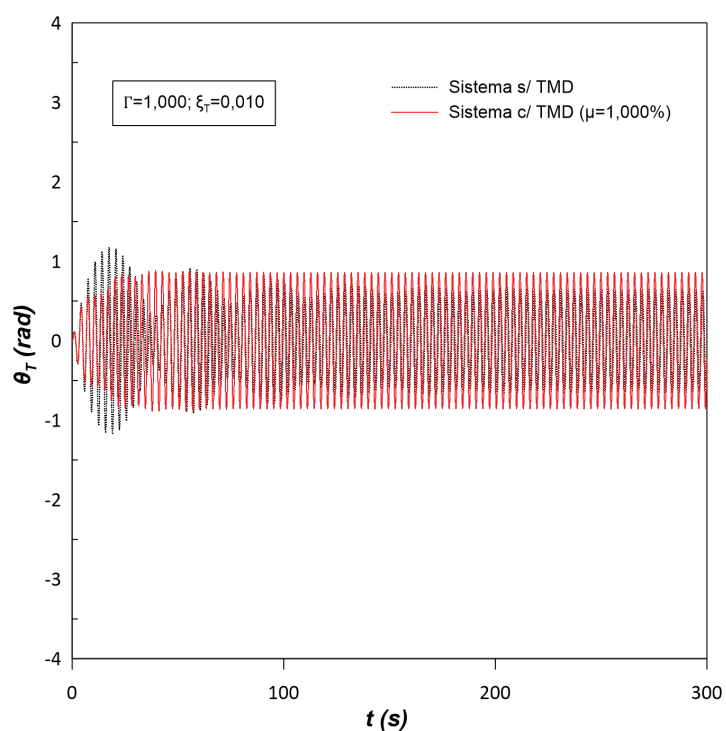
Nota-se também através da Figura 37 um acréscimo nas vibrações do sistema principal para as regiões de frequência $\Omega_1=0,920$ e $\Omega_2=1,120$, essas sendo referentes às duas novas frequências de pico observadas. Esse acréscimo também é observado nas respostas ao longo do tempo conforme apresentado nas Figuras 44 e 45.

FIGURA 44 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile c/ TMD na região de frequência $\Omega_1=0,9200 - \theta_T \times t$.



FONTE: AUTOR (2018)

FIGURA 45 – Resposta ao longo do tempo à vibração forçada amortecida do sistema não linear monopile c/ TMD para região de frequência $\Omega_2=1,120 - \theta_T \times t$.



FONTE: AUTOR (2018)

Pode-se observar também pelas Figuras 44 e 45 a redução de duração da resposta no regime transiente, aproximando-se de um comportamento característico de regiões de ressonância.

Para a região de frequência $\Omega=1,000$ as reduções das vibrações nas respostas ao longo do tempo foram de aproximadamente 78,6%. Na Tabela 6 são apresentadas as reduções e ampliações das repostas no regime permanente em razão da presença do TMD no sistema.

TABELA 6 – Redução e amplificação das vibrações ao longo do tempo no regime permanente em razão da presença do TMD no sistema à vibração forçada amortecida.

Regime permanente					
		s/ TMD		c/ TMD	
Γ	ξ_T	Ω	θ_T (rad)		Efeito (%)
1,000	0,010	0,920	0,657	1,038	58,039
1,000	0,010	1,000	1,525	0,327	-78,557
1,000	0,010	1,120	0,657	0,858	30,633

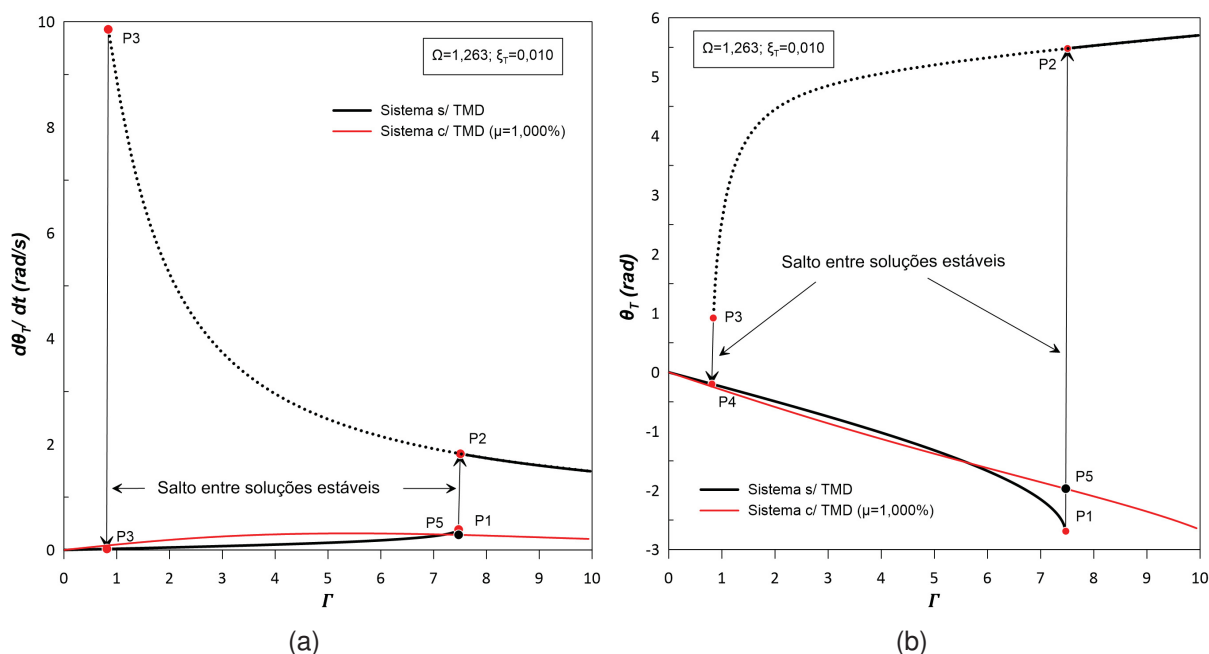
FONTE: AUTOR (2018)

LEGENDA: (-) indica que a solução do sistema com o TMD apresentou redução nas vibrações em comparação ao sistema sem TMD

5.2.2 Estabilidade

Para verificação do efeito que a presença do TMD gera nos diagramas de bifurcação e comparação com os obtidos para monopile sem TMD, apresenta-se na Figura 46 os diagramas de bifurcação para a região de frequência, $\Omega=1,263$. Observa-se pela Figura 46 que a presença do TMD no sistema ocasiona a eliminação do salto entre soluções estáveis, com a resposta do sistema passa a apresentar uma única solução, com desenvolvimento contínuo e suave. As coordenadas do ponto P5 observado na Figura 46 são apresentadas na Tabela 7.

FIGURA 46 – Comparação dos diagramas de bifurcação para o sistema sem e com TMD para região de $\Omega=1,263$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

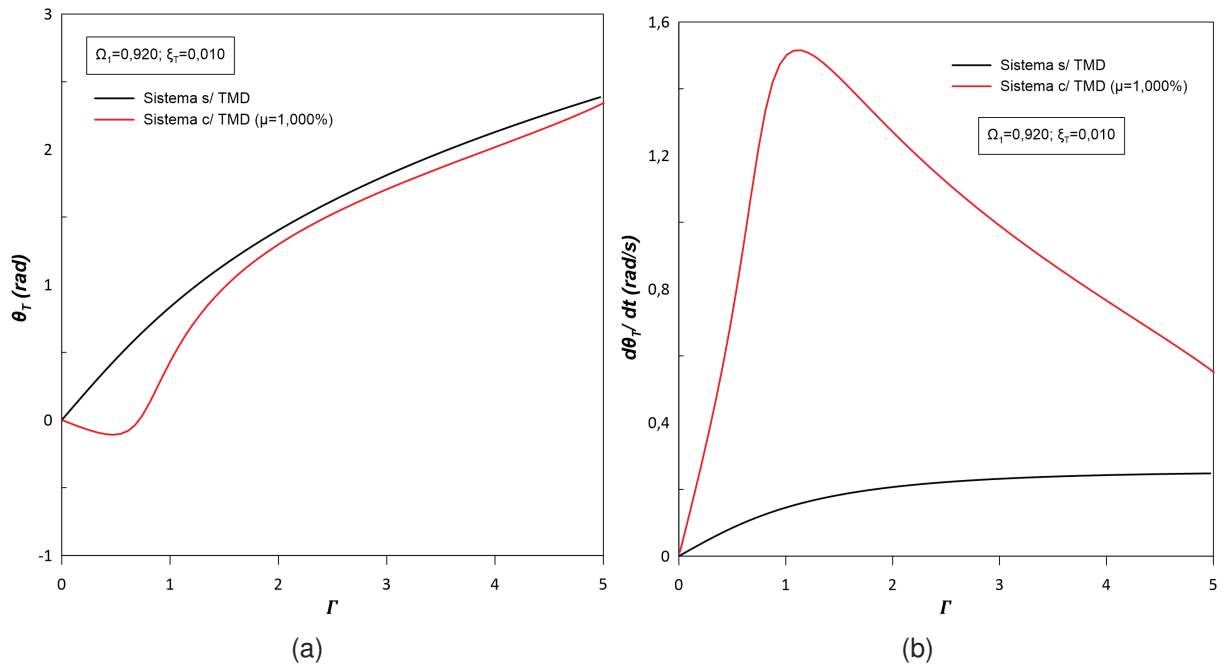
LEGENDA: (a) Rotações; (b) velocidades rotacionais. Ramo 1 - linha contínua; ramo 2 - linha pontilhada

TABELA 7 – Coordenadas do ponto P5 apresentado na Figura 46.

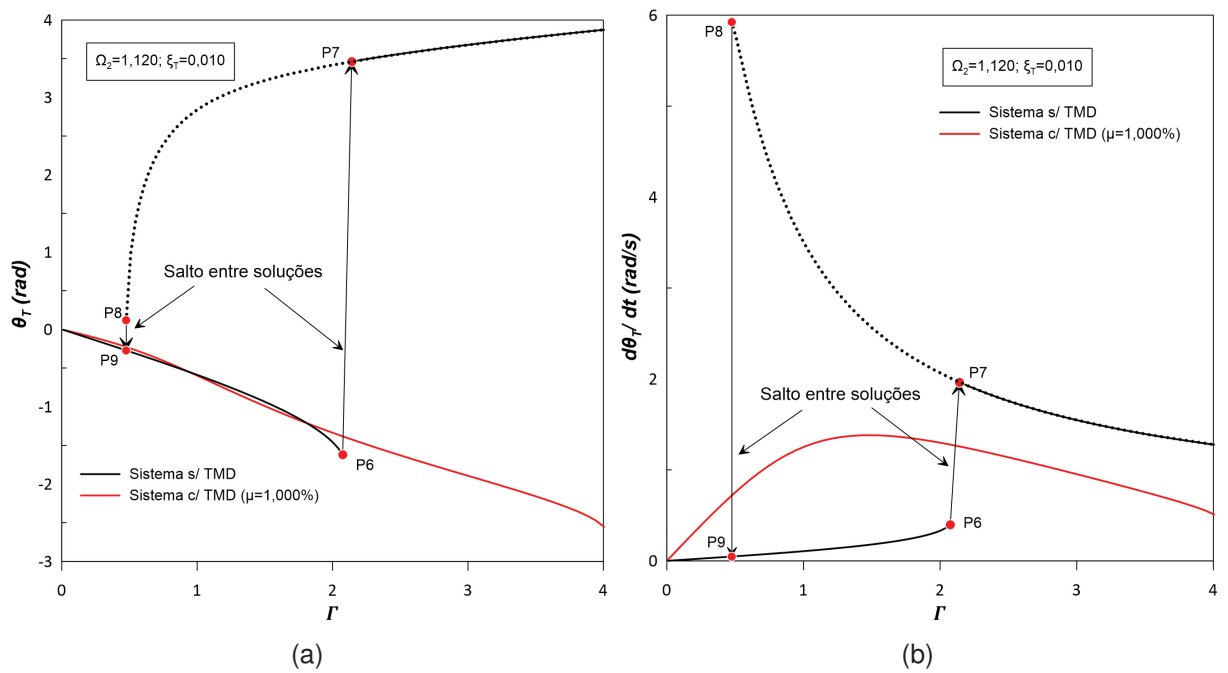
Ponto	Γ	θ_T (rad)	$d\theta_T/dt$ (rad/s)	x_{TMD} (m)	dx_{TMD}/dt (m/s)
P5	7,469	-1,971	0,286	171,309	-173,831

FONTE: AUTOR (2018)

Os diagramas de bifurcação do sistema principal com o TMD para cada uma das frequências de pico $\Omega_1=0,920$ e $\Omega_2=1,120$ são plotados nas Figuras 47 e 48, respectivamente.

FIGURA 47 – Diagramas de bifurcação para o sistema com TMD para $\Omega_1=0,920$.FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Rotações; (b) Velocidades rotacionais.

FIGURA 48 – Diagramas de bifurcação para o sistema com TMD para $\Omega_2=1,120$.FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Rotações; (b) Velocidades rotacionais.

Observa-se através da Figura 48, assim como para a frequência $\Omega=1,263$, a presença do controlador no sistema faz que a sua resposta apresente uma única solução, sendo contínua e com desenvolvimento suave para a frequência $\Omega_2=1,120$, eliminando também os salto entres soluções estáveis observados na resposta do sistema sem a presença do TMD. As coordenadas dos pontos de bifurcação observados na Figura 48 são apresentadas na Tabela 8.

TABELA 8 – Coordenadas dos pontos de bifurcação apresentados na Figura 48.

Ponto	Γ	$\theta_T (rad)$	$d\theta_T/dt (rad/s)$	$x_{TMD} (m)$	$dx_{TMD}/dt (m/s)$
P6	2,075	-1,623	0,398	—	—
P7	2,141	3,463	1,965	—	—
P8	0,476	0,121	5,922	—	—
P9	0,476	-0,272	0,047	—	—

FONTE: AUTOR (2018)

5.3 ANÁLISE NÃO LINEAR PARAMÉTRICA DO TMD

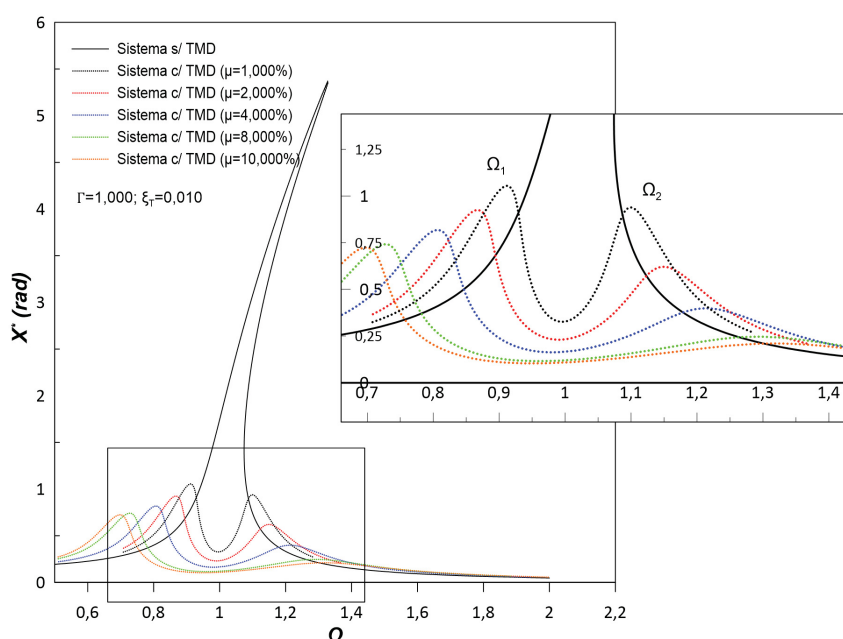
Segundo Soong e Costantinou (2014), quando o valor de deslocamento do controlador ultrapassa os limites de espaço físico disponível, a sua razão de massa deve ser aumentada afim de atender à essas limitações. Dessa forma mesmo para o caso crítico de carga externa aqui estudado é possível encontrar-se valores aceitáveis de vibração para o TMD, através do aumento da razão de massa, μ .

Para estudo do efeito da variação do parâmetro de razão de massa, μ , do controlador nas respostas observadas anteriormente, os valores de 2%, 4%, 8% e 10% da massa total do sistema, m_T , são adotados.

5.3.1 Vibração forçada amortecida

Para a determinação das curvas de ressonância o método do balanço harmônico é novamente adotado, juntamente com o método do comprimento do arco para plotagem das curvas de ressonância. Para uso do método do balanço harmônico considera-se as soluções do sistema descritas de forma aproximada através das Equações (5.9) e (5.10). Na Figura 49 são apresentados os efeitos que a variação da razão de massa, μ , do TMD ocasiona na resposta das curvas de ressonância do sistema principal.

FIGURA 49 – Influência da variação do parâmetro da razão de massa μ na resposta das curvas de ressonância do sistema principal não linear monopile c/ TMD à vibração forçada amortecida.

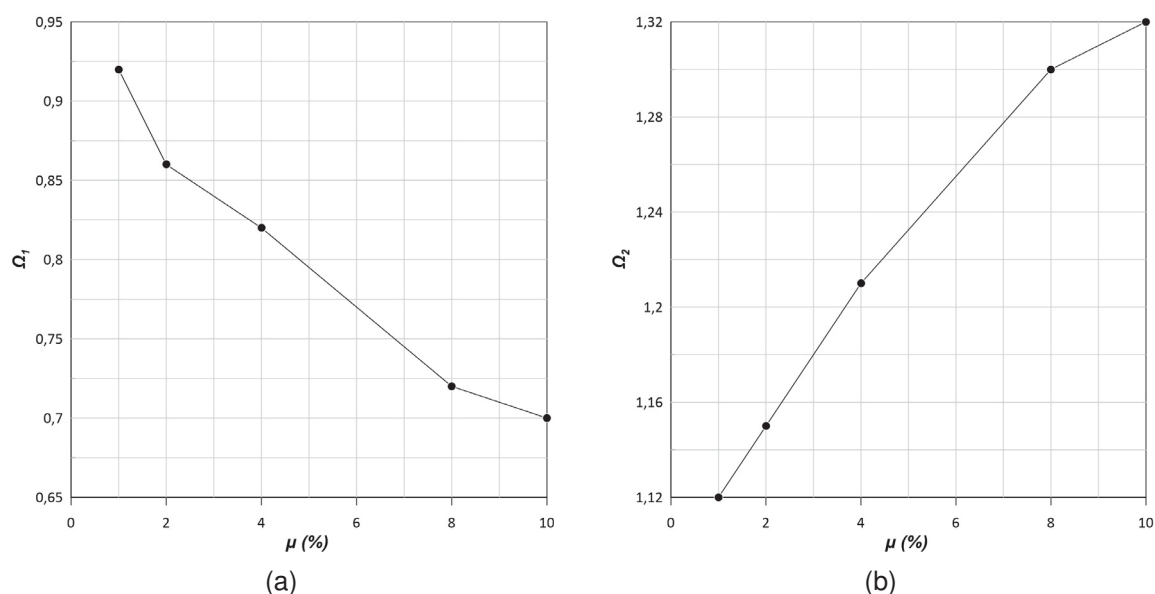


FONTE: AUTOR (2018)

Observa-se através da Figura 49 que a medida em que a razão de massa do controlador aumenta, há uma maior redução nas vibrações do sistema principal na região de frequência $\Omega=1,000$. Pode-se notar também pela Figura 49 que entre os valores de $\mu=8,000\%$ e $\mu=10,000\%$ a diferença na redução das vibrações do sistema principal não se apresenta mais de forma tão significativa, havendo uma diferença de 6,915% no valor das vibrações, mostrando que para um maior ganho na redução das vibrações outras soluções se fazem necessárias como, a escolha de um tipo de controle linear diferente, como controladores semi-ativo ou ativo, ou a adoção de um controlador não linear.

Verifica-se através da Figura 49 que a variação do parâmetro μ do controlador ocasiona uma redução dos deslocamentos do sistema principal, nas regiões das frequências de pico Ω_1 e Ω_2 . Em especial, observa-se que o pico de deslocamento na região da frequência de super-ressonância (Ω_2) é praticamente eliminado para o valor de μ igual a 10,000%. Também observa-se pela Figura 49 que essas frequências de pico sofrem um deslocamento à medida que o valor de μ aumenta (ver Figura 50). Esses deslocamentos das frequências de pico, em especial para a frequência Ω_1 podem apresentar efeitos contrários à segurança estrutural, em razão desse deslocamento propiciar que o pico de vibração da estrutura aproxime-se do pico de oscilação da força externa de onda.

FIGURA 50 – Deslocamento das frequências de pico (Ω_1) e (Ω_2) com a variação do parâmetro μ do TMD.



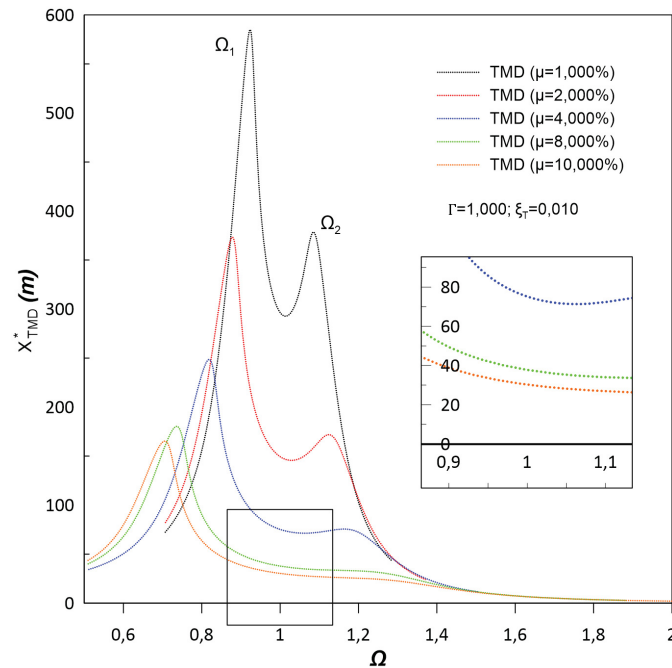
FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Frequência de sub-ressonância Ω_1 ; (b) frequência de super-ressonância Ω_2

As curvas de ressonância para o deslocamento do controlador considerando-se a variação do parâmetro de razão de massa (μ) do TMD são apresentadas na Figura 51. Observa-se através da Figura 51 que o aumento do valor de μ ocasiona uma grande redução nos deslocamentos do controlador na região de frequência Ω igual a 1,000, atingindo-se uma redução de aproximadamente 90% nas vibrações, na comparação entre os valores de μ igual a 1,000% e 10,000%.

Nota-se também através da Figura 51 a redução das vibrações no TMD para as regiões de frequência de pico Ω_1 e Ω_2 , com o aumento da razão de massa do TMD, como também o deslocamento das frequências de pico com o aumento do parâmetro μ . Deve-se atentar ao deslocamento da região de frequência de sub-ressonância (Ω_1) em razão da aproximação da frequência de vibração do TMD nessa região com a frequência de oscilação da carga externa de onda.

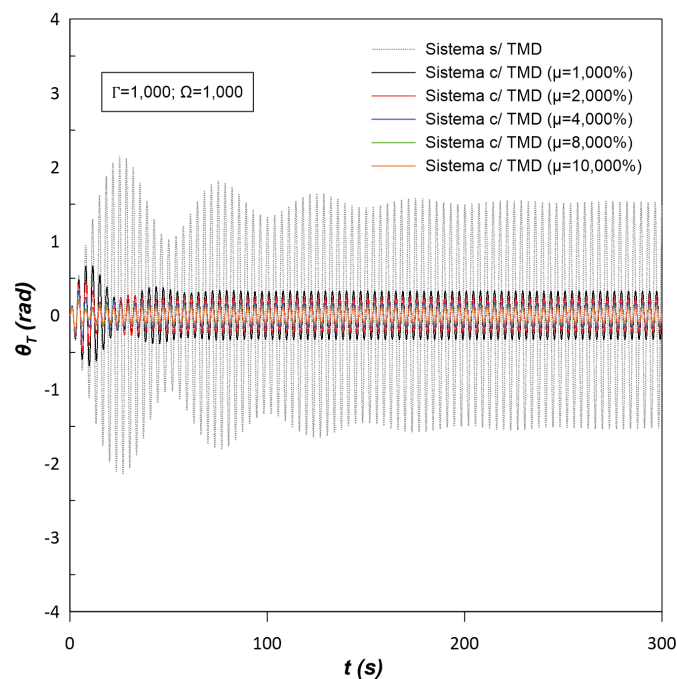
FIGURA 51 – Influência da variação do parâmetro da razão de massa (μ) na resposta das curvas de ressonância do TMD a vibração forçada amortecida.



FONTE: **AUTOR (2018)**

Através da integração numérica das equações do movimento é possível analisar os efeitos que a variação da razão de massa (μ) do TMD ocasiona nas respostas do sistema ao longo do tempo, sendo as respostas obtidas apresentadas na Figura 52.

FIGURA 52 – Influência da variação do parâmetro μ do TMD na resposta ao longo do tempo para região de frequência $\Omega=1,000 - \theta_T \times t$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

Observa-se que o aumento da razão de massa do controlador ocasiona uma maior redução nas amplitudes de movimento da monopile. Porém, essa redução não se apresenta mais tão significativa a partir do valor de μ igual á 8% como pode-se observar através da Tabela 9 e da Figura 53. Observa-se uma diferença de apenas 1,749% e 0,749% nas reduções do regime transiente e permanente, respectivamente, quando o valor de μ varia de 8% para 10% da massa total do sistema.

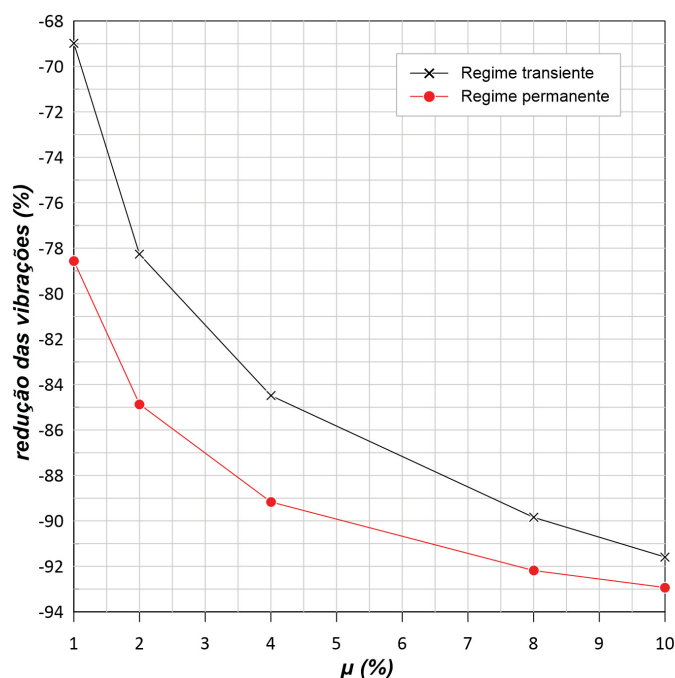
TABELA 9 – Influência da variação de μ na redução das vibrações nos regimes transiente e permanente do sistema principal.

μ (%)	Γ	Ω	Regime transiente		Efeito (%)	Regime permanente		Efeito (%)
			s/ TMD	c/ TMD		s/ TMD	c/ TMD	
			θ_T (rad)			θ_T (rad)		
1,000	1,000	1,000	2,14	0,664	-68,982	1,525	0,327	-78,557
2,000	1,000	1,000	2,14	0,465	-78,271	1,525	0,231	-84,866
4,000	1,000	1,000	2,14	0,332	-84,486	1,525	0,165	-89,166
8,000	1,000	1,000	2,14	0,217	-89,843	1,525	0,119	-92,182
10,000	1,000	1,000	2,14	0,180	-91,589	1,525	0,108	-92,931

FONTE: AUTOR (2018)

LEGENDA: (-) indica que a solução do sistema com o TMD apresentou redução nas vibrações em comparação ao sistema sem TMD

FIGURA 53 – Influência da variação de μ na redução das amplitudes de movimento da monopile à vibração forçada amortecida.



FONTE: AUTOR (2018)

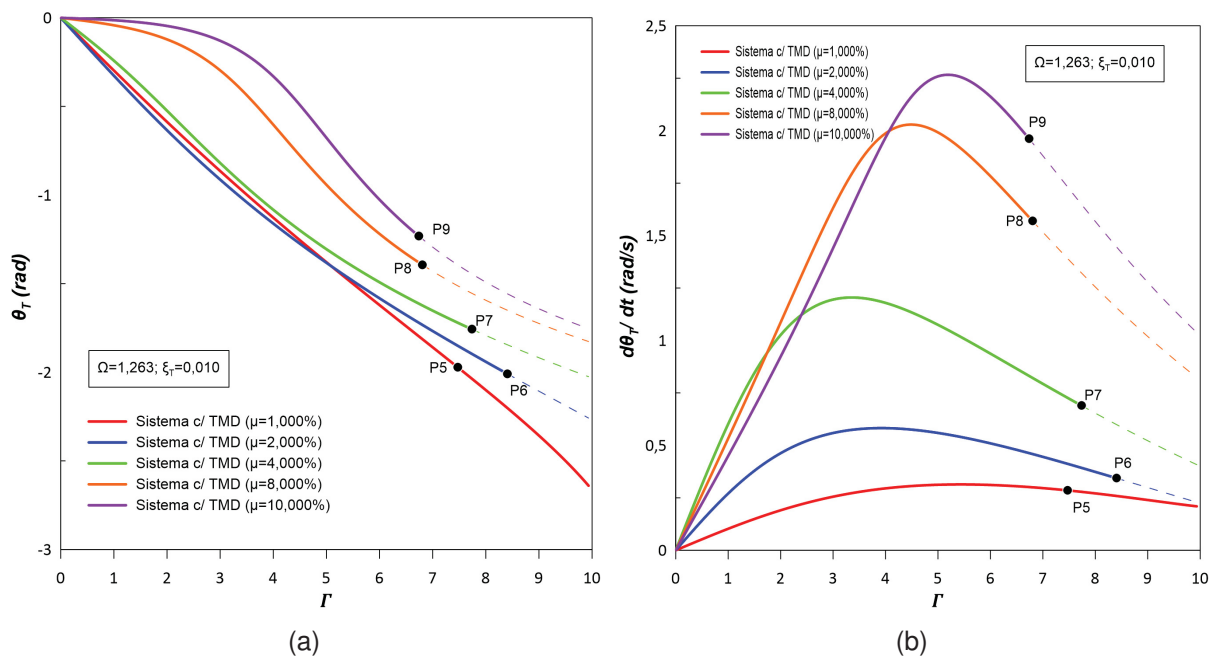
Pode-se observar também através da Figura 52 que o aumento do parâmetro da razão de massa do controlador, ocasiona uma diminuição do tempo de duração da

resposta do sistema no regime transiente.

5.3.2 Estabilidade

Os diagramas de bifurcação para a região de frequência Ω igual à 1,263 são apresentados na Figura 54, afim de se verificar o efeito que a variação de massa do controlador apresenta nas respostas. Visualiza-se através da Figura 54 que a variação do parâmetro de razão de massa (μ) do controlador ocasiona nas respostas do sistema, o aparecimento dos pontos de bifurcação P6, P7, P8 e P9, para os respectivos valores de μ igual a 2%, 4%, 8% e 10% da massa total do sistema. O aparecimento dos pontos de bifurcação apresentados na Figura 54 relacionam-se aos deslocamentos das frequências de pico observados nas curvas de ressonância. As coordenadas dos pontos de bifurcação observados na Figura 54 são apresentadas na Tabela 10.

FIGURA 54 – Comparação dos diagramas de bifurcação com à variação da razão de massa (μ) para região de $\Omega=1,263$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Rotações; (b) velocidades rotacionais; Linhas contínuas - ramos estáveis; linhas tracejadas - ramos instáveis

TABELA 10 – Coordenadas dos pontos de bifurcação apresentados na Figura 54 - $\Omega=1,263$.

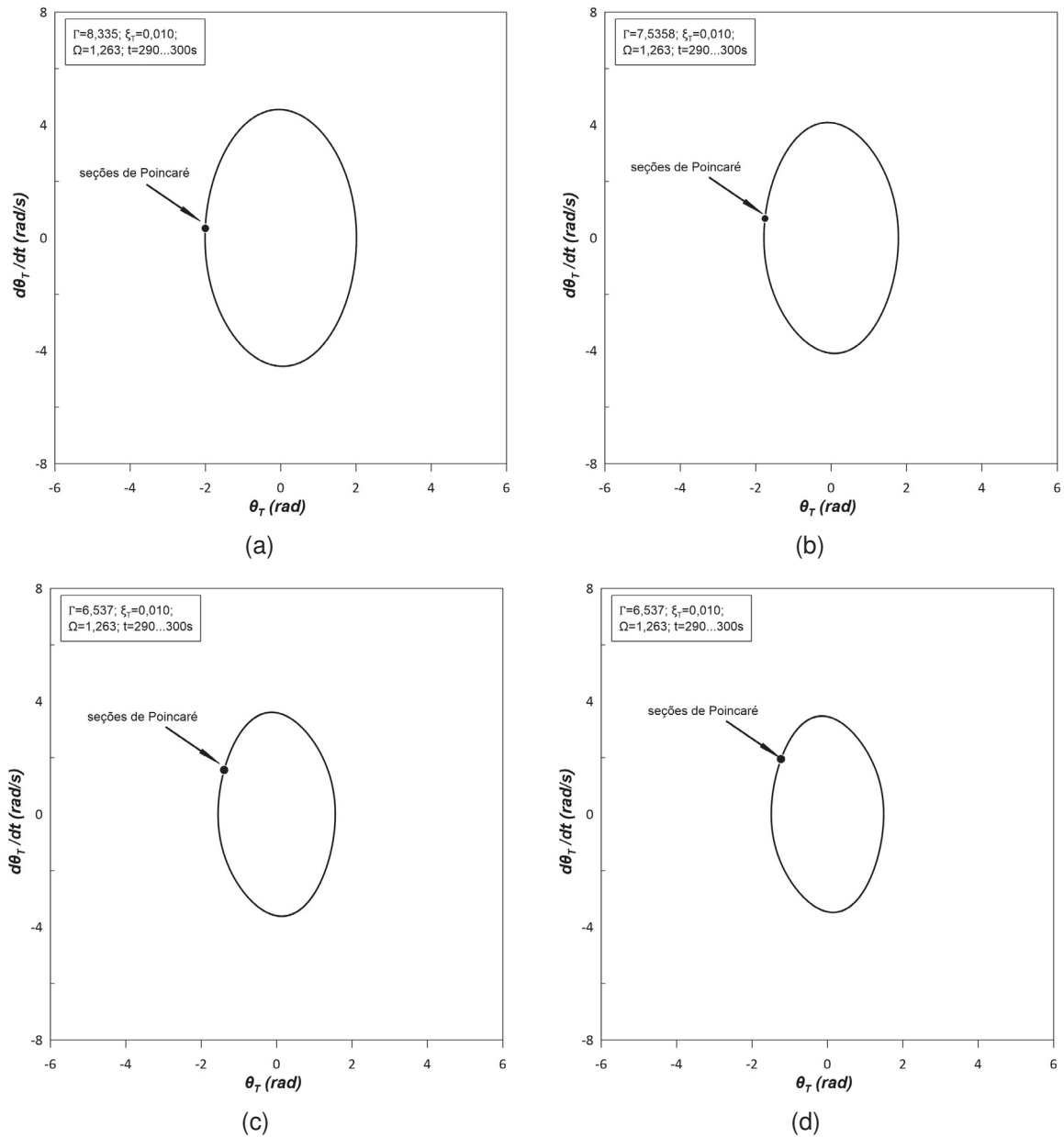
μ (%)	Ponto	Γ	θ_T (rad)	$d\theta_T/dt$ (rad/s)	x_{TMD} (m)	dx_{TMD}/dt (m/s)
1,000	P5	7,469	-1,971	0,286	171,309	-173,831
2,000	P6	8,402	-2,008	0,344	145,545	-208,221
4,000	P7	7,736	-1,757	0,690	108,356	-274,081
8,000	P8	6,803	-1,393	1,569	34,016	-304,514
10,000	P9	6,737	-1,231	1,962	6,690	-294,963

FONTE: AUTOR (2018)

Verifica-se através da Figura 54 e da Tabela 10 que o aumento do parâmetro μ do controlador gera o deslocamento dos pontos de bifurcação para regiões com valores menores de Γ . Esse deslocamento dos pontos de bifurcação observados na Figura 54 apresenta-se contrário à segurança estrutural, em razão de ser necessária uma amplitude da carga externa menor para que as soluções do sistema apresentem comportamento instável.

As órbitas dos planos de fase no regime permanente e as seções de Poincaré para os pontos P6, P7, P8 e P9 são obtidas através da integração numérica da equação do movimento, utilizando-se como condições iniciais os valores apresentados na Tabela 10. Têm-se os seus resultados apresentados na Figura 55.

FIGURA 55 – Plano de fase e seções de Poincaré para os pontos P6, P7, P8 e P9 apresentados na Figura 54 - $\Omega=1,263$.



FONTE: **AUTOR (2018)**

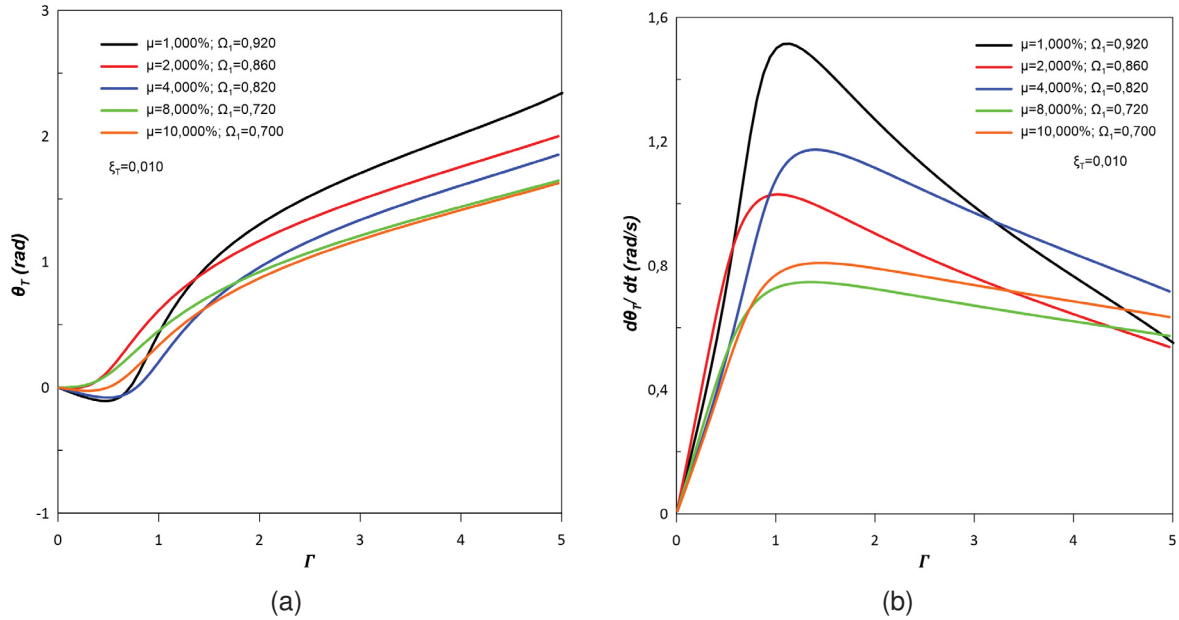
LEGENDA: (a) Ponto P6; (b) ponto P7; (c) ponto P8; (d) ponto P9.

Observa-se através da Figura 55 que os pontos de bifurcação P6, P7, P8 e P8 apresentam órbitas fechadas de período único, logo, sendo pontos de comportamento periódico instável. Pode-se notar também através da Figura 55 que o aumento no valor da razão de massa (μ) do controlador ocasiona um encolhimento nas amplitudes das órbitas apresentadas nos seus respectivos plano de fase.

O efeito da variação da razão de massa (μ) do controlador nos diagramas de bifurcação para as regiões de frequências sub-ressonante (Ω_1) e super-ressonante (Ω_2)

é apresentado nas Figuras 56 e 57 respectivamente.

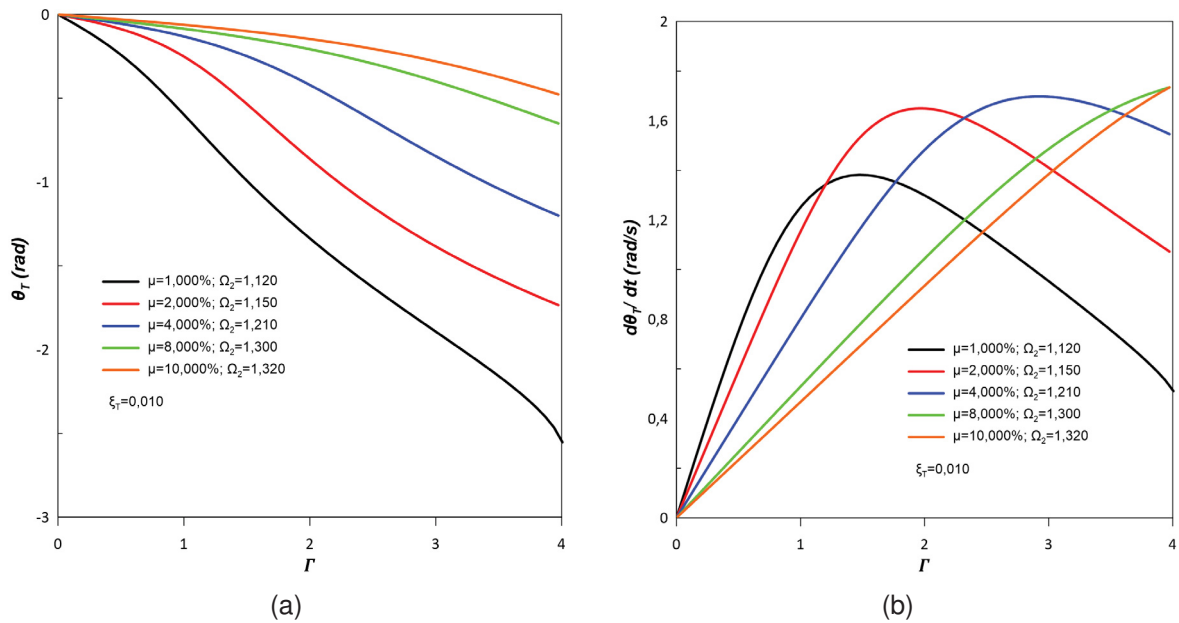
FIGURA 56 – Influência da variação de μ nos diagramas de bifurcação para regiões de sub-ressonância Ω_1 .



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Rotações; (b) velocidades rotacionais;

FIGURA 57 – Influência da variação de μ nos diagramas de bifurcação para regiões de super-ressonância Ω_2 .



FONTE: **AUTOR (2018)**

LEGENDA: (a) Rotações; (b) velocidades rotacionais.

Observa-se através das Figuras 56 e 57 que para ambas de regiões de frequência sub-ressonante (Ω_1) e super-ressonante (Ω_2), as soluções do sistema principal apresentam comportamento estável e de desenvolvimento contínuo ao longo da variação de Γ . Pode-se notar também um ganho de rigidez nas respostas do sistema principal a medida que a razão de massa (μ) do controlador aumenta.

6 CONCLUSÕES

Neste trabalho é realizada a análise dinâmica não linear de uma turbina eólica offshore monopile em vibração livre e forçada com o objetivo de se identificar e analisar os fenômenos e comportamentos não lineares presentes no sistema, analisar os efeitos que a presença de um controlador linear passivo de massa concentrada gera nas repostas e comportamentos não lineares e qual a influência da variação de massa do controlador nas respostas observadas. Adota-se para isso um modelo discreto de dois graus de liberdade referentes ao movimento pendular da torre e ao movimento horizontal do controlador, respectivamente.

Observa-se a presença de fenômenos e comportamentos complexos nas respostas às vibração livre e forçada, os quais são exclusivos da análise dinâmica não linear. Na análise a vibração livre observou-se os fenômenos como variação da frequência com a amplitude e energia de vibração e enrijecimento dinâmico. Na vibração forçada verifica-se a presença dos fenômenos de ganho de rigidez e salto dinâmico. Na análise de estabilidade verifica-se a presença de múltiplas soluções com a existência de saltos entre elas na resposta do sistema, mostrando-se que as ferramentas analíticas aqui utilizadas são adequadas para o estudo de sistemas estruturais não lineares, e a não linearidade desses sistemas não pode ser desprezada nas fases de pré-projeto para a correta e segura operação das turbinas eólicas offshore.

O uso do controlador linear passivo mostra-se efetivo na redução das vibrações do sistema principal na região de ressonância externa, mas ocasiona o surgimento de duas novas frequências de pico em regiões com frequência sub e super-ressonante. Verifica-se que a consideração do controlador ocasiona a eliminação do fenômeno de salto dinâmico entre soluções estáveis do sistema, nas respostas a vibração forçada e de estabilidade. O aumento da variação de massa do controlador gera uma maior redução nas vibrações do sistema principal para as regiões de ressonância externa e das novas frequências de pico. Observa-se a eliminação de múltiplas soluções do sistema, porém, observa-se a presença de soluções instáveis com o aumento da massa do controlador. Dessa maneira o controlador linear passivo se mostra eficiente na redução das vibrações em uma turbina eólica offshore na região de ressonância externa, porém, deve o engenheiro estrutural atentar-se aos fenômenos e comportamentos apresentados, os quais apresentam efeitos deletérios à segurança estrutural.

A análise da vibração livre é realizada para os sistemas linear e não linear sem a consideração do controlador. Na análise linear a frequência natural de vibração é determinada, observando-se que o modelo discreto estudado se apresenta de forma adequada para determinação das características dinâmicas de uma turbina eólica

offshore monopile. Na análise não linear a variação da frequência com a amplitude e energia de vibração é verificada, utilizando-se o método do balanço harmônico. Observa-se através das curvas frequência-amplitude e frequência-energia a presença do fenômeno não linear de ganho de rigidez. Através do espaço fase do sistema observa-se um comportamento estável por parte da solução. Verifica-se através das curvas frequência-amplitude e espaço fase, uma excelente correspondência entre os resultados obtidos pela expansão da equação do movimento em series de potência de Taylor e a equação do movimento original até a amplitude de aproximadamente 0,750 rad.

A análise à vibração forçada sem a presença do controlador no sistema é realizada por meio da construção das curvas de ressonância, considerando-se a atuação de uma força externa harmônica de amplitude constante. Verifica-se a presença dos fenômenos do salto dinâmico e de ganho de rigidez. Na análise paramétrica das curvas de ressonância à variação da amplitude de onda e do amortecimento estrutural, demonstra que o salto dinâmico é sensível a variação desses parâmetros, podendo até mesmo ser eliminado para valores menores de amplitude de carga externa ou para valores maiores de amortecimento estrutural.

A estabilidade das soluções sem a presença do controlador é verificada através dos diagramas de bifurcação. Para determinação dos diagramas de bifurcação utiliza-se as seções de Poincaré, com a estabilidade dos pontos fixos determinada através da teoria de Floquet, com os diagramas plotados através do método de Newton-Raphson. Verifica-se nos diagramas de bifurcação da região de frequência superior à frequência natural, a existência de pontos de bifurcação gerados pela presença de saltos entre múltiplas soluções estáveis do sistema, tendo existência desses verificada através da integração numérica da equação do movimento.

Através das curvas de ressonância observa-se que a presença do controlador linear passivo nos sistemas linear e não linear à vibração forçada, provoca a redução das vibrações na região de ressonância externa. Verifica-se, o surgimento de duas novas frequências de pico, localizadas nas regiões de frequência sub-ressonante e super-ressonante. Observa-se para essas regiões, valores de amplitude de movimento maiores que os observados no sistema sem a consideração do controlador. Através da análise paramétrica à variação de amplitude de carga externa e do amortecimento estrutural, nota-se que as respostas das curvas de ressonância com o controlador apresentam uma maior sensibilidade à variação da amplitude de onda que à variação do amortecimento estrutural. Na análise não linear observa-se também que o salto dinâmico não ocorre em razão do uso do controlador no sistema.

Nos diagramas de bifurcação a presença do controlador provoca a eliminação do salto entre soluções estáveis previamente observado na solução do sistema sem

TMD. O sistema passa a apresentar soluções estáveis e contínuas ao longo da variação do parâmetro de amplitude da carga externa.

Através da análise paramétrica do controlador linear passivo, verifica-se que o aumento do parâmetro da razão de massa do controlador, ocasiona nas curvas de ressonância uma maior redução das vibrações na região de ressonância externa, redução das vibrações nos picos de frequências sub-ressonante e super-ressonantes e o deslocamento dessas frequências de pico para regiões mais afastadas da frequência natural de vibração. Com o aumento da massa do controlador, observa-se o aparecimento de soluções instáveis nos diagramas de bifurcação, como a presença de pontos de bifurcação para valores de amplitude de carga externa menores a medida que aumenta-se o parâmetro da razão de massa do controlador.

6.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Dentre as sugestões para trabalhos futuros citam-se as seguintes:

- Aplicação da análise dinâmica não linear em outras configurações de turbina eólica offshore, como as com plataforma flutuante.
- Consideração da aplicação de modelos mais sofisticados de onda, vento e corrente para análise à vibração forçada amortecida.
- Estudo da aplicação de diferentes configurações de controladores, como semi-ativos, ativos e não lineares.
- Consideração das estruturas de nacela, lâminas e rotor na modelagem do sistema e na obtenção das equações do movimento.
- Consideração da presença do grau de liberdade referente ao movimento de side-side da torre na análise dinâmica não linear.

REFERÊNCIAS

- APIWATTANALUNGGARN, P. **Model Reduction of Nonlinear Structural Systems using Nonlinear Normal Modes and Component Mode Synthesis**. 2003. Tese de Doutorado – Michigan State University, Michigan.
- BACHYNSKI, E. E. Fixed and Floating Offshore Wind Turbine Support Structures. **Offshore Wind Energy Technology**, John Wiley & Sons, p. 103, 2018.
- BAGBANCI, H. **Dynamic analysis of offshore floating wind turbines**. Dez. 2011. Diss. (Mestrado) – Universidade Técnica de Lisboa.
- BIR, Gunjit; JONKMAN, Jason. Aeroelastic instabilities of large offshore and onshore wind turbines. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 75, 2007.
- CHOPRA, Anil K. **Dynamics of Structures**. Edição: Pearson Education. Fourth. [S.l.]: Prentice Hall, 2012.
- COLWELL, S.; BASU, B. Tuned liquid column dampers in offshore wind turbines for structural control. **Engineering Structures**, Elsevier, v. 31, n. 2, p. 358–368, 2009.
- CONNOR, Jerome J.; LAFLAMME, Simon. **Structural motion engineering**. [S.l.]: Springer International Publishing, 2014. v. 1.
- DEN HARTOG, J. P. **Mechanical vibrations**. Edição: Courier Corporation. [S.l.]: McGraw Hill, 1940.
- DEN HARTON, J. P.; ORMONDROYD, J. Theory of the dynamic vibration absorber. **Journal of Applied Mechanics**, v. 50, n. 7, p. 11–22, 1928.
- FALTINSE, O. M. **Sea load on ships and offshore structures**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1990.
- FRAHM, H. **Device for damping vibrations of bodies**. 1909. US989,958.
- GAVASSONI, E. **Aplicação dos modos de vibração não lineares a modelos conceituais de estruturas offshore**. 2012. Tese (Doutorado) – PUC-Rio.
- HARRIGER, E. M. **Dynamic analysis of a 5 megawatt offshore floating wind turbine**. 2011. Diss. (Mestrado) – University of California.
- HE, Z. et al. Parametric study of the aeroelastic response of mistuned bladed disk. **Computers and Structures**, v. 85, p. 852–865, 2007.
- JONKMAN, J. M. **Dynamics modeling and loads analysis of an offshore floating wind turbine**. [S.l.], nov. 2007.
- JONKMAN, J. M.; MATHA, D. Dynamics of offshore floating wind turbines—analysis of three concepts. **Wind Energy**, Wiley Online Library, v. 14, n. 4, p. 557–569, 2011.

- JONKMAN, J.; BUTTERFIELD, S. et al. **Definition of a 5-MW reference wind turbine for offshore system development**. [S.l.], fev. 2009.
- JONKMAN, J.; MUSIAL, W. **Offshore code comparison collaboration (OC3) for IEA Wind Task 23 offshore wind technology and deployment**. [S.l.], 2010.
- JORDAN, D. W.; SMITH, P. **Nonlinear ordinary differential equations: an introduction for scientists and engineers**. 4. ed. [S.l.]: Oxford University Press on Demand, 2007. v. 10.
- KERSCHEN, G.; PEETERS, M. et al. Nonlinear normal modes, Part I: A useful framework for the structural dynamicist. **Mechanical Systems and Signal Processing**, Elsevier, v. 23, n. 1, p. 170–194, 2009.
- KERSCHEN, G.; WORDEN, K. et al. Past, present and future of nonlinear system identification in structural dynamics. **Mechanical systems and signal processing**, Elsevier, v. 20, n. 3, p. 505–592, 2006.
- KWOK, K. C. S.; SAMALI, B. Performance of tuned mass dampers under wind loads. **Engineering Structures**, Elsevier, v. 17, n. 9, p. 655–667, 1995.
- LACKNER, M. A.; ROTEA, M. A. Structural control of floating wind turbines. **Mechatronics**, Elsevier, v. 21, n. 4, p. 704–719, 2011.
- LI, B. et al. numerical investigation of damping effects on coupled heave and pitch motion of An innovative deep draft multi-spar. **Journal of Marine Science and Technology**, v. 19, n. 2, p. 231–244, 2011.
- MANENTI, S.; PETRINI, F. Dynamic analysis of an offshore wind turbine: wind-waves nonlinear interaction, p. 2014–2026, 2010.
- MATOS MELO, Marcelo Silva de. **ENERGIA EÓLICA: ASPECTOS TÉCNICOS E ECONÔMICOS**. 2012. Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Rio de Janeiro.
- MICKENS, R. Comments on the method of harmonic balance. **Journal of sound and vibration**, v. 94, n. 3, p. 456–460, 1984.
- MUSIAL, W. et al. Feasibility of floating platform systems for wind turbines. In: 42ND AIAA aerospace sciences meeting and exhibit. [S.l.: s.n.], 2004. p. 1007.
- NANDAKUMAR, K.; CHATTERJEE, A. Resonance, parameter estimation, and modal interactions in a strongly nonlinear benchtop oscillator. **Nonlinear Dynamics**, Springer, v. 40, n. 2, p. 149–167, 2005.
- NAYFEH, Ali H; MOOK, Dean T. **Nonlinear oscillations**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2008.
- NAYFEH, S. A. Perturbation methods and non-linear hyperbolic waves. **Journal of Sound and Vibration**, 1977.

- NG, C.; RAN, L. **Offshore wind farms: Technologies, design and operation**. [S.l.]: Woodhead Publishing, 2016.
- ORTIZ, G. P.; KAMPEL, M. Potencial de energia eólica offshore na margem do Brasil. In: OCEANOGRAFIA e Políticas Públicas. [S.l.: s.n.], 2011.
- PESHECK, E. **Reduced order modeling of nonlinear structural systems using nonlinear normal modes and invariant manifolds**. 2000. Tese (Doutorado) – University of Michigan.
- PESHECK, E. et al. Model reduction of nonlinear rotating beam through nonlinear normal modes. **Journal of Vibration and Acoustics**, v. 124, p. 229–236, 2002.
- RODERICK, C. **Vibration Reduction of Offshore Wind Turbines Using Tuned Liquid Column Dampers**. Fev. 2012. Diss. (Mestrado) – University of Massachusetts Amherst.
- SHIRZADEH, R et al. Experimental and computational damping estimation of an offshore wind turbine on a monopile foundation. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Elsevier, v. 120, p. 96–106, 2013.
- SOONG, Tsu T; COSTANTINOU, Michalakis C. **Passive and active structural vibration control in civil engineering**. [S.l.]: Springer, 2014. v. 345.
- STEWART, G. M. **Load reduction of floating wind turbines using tuned mass dampers**. Fev. 2012. Diss. (Mestrado) – University of Massachusetts - Amherst.
- SUN, C.; JAHANGIRI, V. Bi-directional vibration control of offshore wind turbines using a 3D pendulum tuned mass damper. **Mechanical Systems and Signal Processing**, n. 105, p. 338–360, 2018.
- TABADDOR, M. Influence of nonlinear boundary conditions on the single-mode response of a cantilever beam. **International Journal of Solid and Structures**, v. 37, p. 4915–4931, 2000.
- TUAN, A. Y.; SHANG, G. Q. Vibration control in a 101-story building using a tuned mass damper. **Journal of Applied Science and Engineering**, v. 17, n. 2, p. 141–156, 2014.
- VON GROLL, G.; EWIS, D. J. The harmonic balance method with arc-length continuation in rotor/stator contact problems. **Journal of Sound and Vibration**, v. 241, n. 2, p. 223–233, 2001.

ANEXO A – RELAÇÕES TRIGONOMÉTRICAS

Neste anexo são apresentadas as relações trigonométricas para redução de potência de produto, utilizadas no método do balanço harmônico, afim de linearizar as potências e produtos de cosseno e seno, os quais são resultantes da aplicação desse método. Todas as relações foram obtidas a partir do livro desenvolvido por Jordan e Smith (2007).

$$\cos^2(\omega t) = \frac{1}{2}(1 + \cos(2\omega t)) \quad (\text{A.1})$$

$$\sin^2(\omega t) = \frac{1}{2}(1 - \cos(2\omega t)) \quad (\text{A.2})$$

$$\cos^3(\omega t) = \frac{3}{4}\cos(\omega t) + \frac{1}{4}\cos(3\omega t) \quad (\text{A.3})$$

$$\sin^3(\omega t) = \frac{3}{4}\sin(\omega t) - \frac{1}{4}\sin(3\omega t) \quad (\text{A.4})$$

$$\cos^5(\omega t) = \frac{5}{8}\cos(\omega t) + \frac{5}{16}\cos(3\omega t) + \frac{1}{16}\cos(5\omega t) \quad (\text{A.5})$$

$$\sin^5(\omega t) = \frac{5}{8}\sin(\omega t) - \frac{5}{16}\sin(3\omega t) + \frac{1}{16}\sin(5\omega t) \quad (\text{A.6})$$

$$(a \cos(\omega t) + b \sin(\omega t))^2 = \frac{1}{2}(a^2 + b^2) + \frac{1}{2}(b^2 - a^2)\cos(2\omega t) + ab\sin(2\omega t) \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} (a \cos(\omega t) + b \sin(\omega t))^3 = & \frac{3}{4}a(a^2 + b^2)\cos(\omega t) + \frac{3}{4}b(a^2 + b^2)\sin(\omega t) + \\ & + \frac{1}{4}a(a^2 - 3b^2)\cos(3\omega t) + \frac{1}{4}b(3a^2 - b^2)\sin(3\omega t) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} (c + a \cos(\omega t) + b \sin(\omega t))^2 = & \frac{1}{2}(a^2 + b^2 + 2c^2) + 2ac\cos(\omega t) + 2bc\sin(\omega t) + \\ & + \frac{1}{2}(a^2 - b^2)\cos(2\omega t) + ab\sin(2\omega t) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$